

PROYECTO INTEGRADOR DE LA CARRERA DE  
INGENIERÍA NUCLEAR

CÁLCULO NEUTRÓNICO DE REACTORES HÍBRIDOS  
FUSIÓN-FISIÓN

**Norberto Sebastián Schmidt**

<b>Dr. Ricardo Farengo</b>	<b>Dr. José Ignacio Márquez Damián</b>
Director	Co-director

**Miembros del Jurado**

Dr. Héctor Lestani (Instituto Balseiro)  
Ing. Alexis Weir (Instituto Balseiro))

25 de junio de 2019

Sección Fusión Nuclear y Física de Plasmas  
Departamento Física de Neutrones  
Centro Atómico Bariloche

Instituto Balseiro  
Universidad Nacional de Cuyo  
Comisión Nacional de Energía Atómica  
Argentina

A mi familia

# Resumen

Los reactores híbridos de fusión-fisión constituyen una alternativa interesante para la generación de energía nuclear, ya que presentan ventajas respecto de la fisión y la fusión consideradas separadamente. Esto se debe a que permitirán disminuir los requisitos de operación de los reactores de fusión y serán capaces de utilizar como combustible físil elementos separados a partir del reprocesamiento de los elementos combustibles gastados de las centrales nucleares de fisión. Además, serán intrínsecamente seguros, ya que la región físil se encontrará subcrítica, por lo que las reacciones de fisión cesarán si la fuente externa se apaga.

El objetivo de este trabajo es generar herramientas capaces de acoplar los comportamientos neutrónicos de un reactor híbrido, conformado por una fuente de neutrones de fusión, producidos por un reactor nuclear tipo tokamak y un manto físil con combustibles compuestos por actínidos menores y refrigerados por sodio.

El reactor se modela mediante el código de transporte neutrónico OpenMC, el cual fue validado mediante el cálculo de dos benchmarks de reactores de espectro rápido.

Para simular la fuente externa de neutrones debida a las reacciones de fusión, se modela el plasma mediante la resolución de la ecuación de Grad-Shafranov para diferentes geometrías, y se calcula la distribución espacial de dichas reacciones.

Considerando que la fuente posee una geometría toroidal, resulta necesario muestrear la distribución de la fuente a fin de generar el archivo necesario para ejecutar el código neutrónico.

Una vez modeladas las geometrías, las composiciones y la fuente externa del reactor híbrido, se procede a evaluar los resultados obtenidos para diferentes parámetros de operación, como ser potencia de fisión, potencia de fusión, factores de multiplicación y autosostenibilidad de producción de tritio.

**Palabras clave:** FUSIÓN, FISIÓN, REACTORES HÍBRIDOS, CÓDIGO DE TRANSPORTE, MÉTODO MONTE CARLO, OPENMC

# Abstract

Fusion-fission hybrid reactors constitute an interesting alternative for the generation of nuclear energy, since they have advantages over fission and fusion considered separately. This is because they will reduce the operation requirements of fusion reactors and will be able to use as fission fuel, elements extracted from the reprocessing of spent fuel elements of nuclear fission plants. Also, they will be intrinsically safe, since the fissile region will be subcritical, so fission reactions will stop if the external source shuts off.

The objective of this work is to generate tools capable of coupling the neutron behavior of a hybrid reactor, consisting of a fusion neutron source produced by a tokamak nuclear reactor and a fissile mantle with fuels composed of minor actinides and cooled by sodium.

The reactor is modeled with the OpenMC neutron transport code, which was validated by calculating two benchmarks of fast spectrum reactors.

To simulate the external neutron source due to fusion reactions, the plasma is modeled by solving the Grad-Shafranov equation for different geometries, and the spatial distribution of these reactions is calculated.

Considering that the source has a toroidal geometry, it is necessary to sample the distribution of the source in order to generate the necessary file to execute the neutronic code.

Once the geometries, the compositions and the external source of the hybrid reactor are modeled, the results obtained for different operating parameters are evaluated, such as fission power, fusion power, multiplication factors and tritium production self-sustainability.

**Keywords:** FUSION, FISSION, HYBRID REACTORS, TRANSPORT CODE, MONTE CARLO METHOD, OPENMC



# Índice de contenidos

<b>Resumen</b>	<b>ii</b>
<b>Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>Índice de contenidos</b>	<b>iv</b>
<b>Índice de símbolos</b>	<b>vii</b>
<b>1. Motivación</b>	<b>1</b>
<b>2. Aspectos físicos de un reactor híbrido</b>	<b>4</b>
2.1. Fusión . . . . .	4
2.1.1. Ecuación de Grad-Shafranov . . . . .	6
2.1.2. Fuente de neutrones . . . . .	7
2.1.3. Producción de tritio . . . . .	8
2.2. Fisión . . . . .	9
2.2.1. Ecuación de Boltzmann . . . . .	10
2.2.2. Factores de multiplicación . . . . .	10
2.3. Reactores híbridos . . . . .	12
2.3.1. Acople neutrónico y de potencia . . . . .	13
<b>3. Descripción del modelo de reactor híbrido</b>	<b>15</b>
3.1. Descripción del SABR . . . . .	16
3.2. Dimensiones . . . . .	16
3.3. Materiales . . . . .	17
3.3.1. Región de fisión . . . . .	17
3.3.2. Región de fusión . . . . .	17
3.3.3. Blankets para producción de T . . . . .	18
3.3.4. Blindajes . . . . .	18
3.4. Homogenización de la geometría . . . . .	19
3.5. Parámetros de operación del SABR . . . . .	19
3.6. Dificultades . . . . .	21

<b>4. Código neutrónico utilizado y validación</b>	<b>22</b>
4.1. Descripción del código . . . . .	23
4.2. Modelos utilizados para la validación del código . . . . .	23
4.2.1. ZPR-6/6A . . . . .	24
4.2.2. FFTF . . . . .	27
4.3. Conclusiones parciales . . . . .	33
<b>5. Cálculo de la fuente de neutrones del SABR</b>	<b>34</b>
5.1. Toroide de sección transversal rectangular . . . . .	35
5.2. Toroide de sección transversal tipo D . . . . .	40
5.3. Simulación numérica . . . . .	45
5.4. Comparación de los perfiles obtenidos . . . . .	46
5.5. Conclusiones parciales . . . . .	49
<b>6. Cálculo neutrónico del SABR</b>	<b>50</b>
6.1. Muestreo de fuente . . . . .	51
6.1.1. Distribución espacial . . . . .	51
6.1.2. Distribución angular . . . . .	52
6.1.3. Distribución energética . . . . .	53
6.1.4. Ejemplo de muestreo . . . . .	53
6.2. Parámetros del SABR calculados . . . . .	54
6.2.1. Cálculo de $k_{\text{eff}}$ . . . . .	54
6.2.2. Cálculo de $k_s$ . . . . .	54
6.2.3. Potencia . . . . .	54
6.2.4. Tasa de producción de tritio . . . . .	54
6.2.5. $\beta_{\text{eff}}$ . . . . .	55
6.2.6. Comparación de los resultados obtenidos . . . . .	55
6.3. Distribución espacial del flujo . . . . .	57
6.4. Espectro . . . . .	61
6.5. Conclusiones parciales . . . . .	63
<b>7. Conclusiones</b>	<b>64</b>
<b>A. Dimensiones y densidades de las regiones del SABR</b>	<b>67</b>
<b>B. Actividades relacionadas con la Práctica Profesional Supervisada y de Proyecto y Diseño</b>	<b>71</b>
B.1. Práctica profesional supervisada . . . . .	71
B.2. Proyecto y diseño . . . . .	71
<b>Bibliografía</b>	<b>72</b>

Índice de contenidos	vi
Índice de figuras	75
Índice de tablas	77
Agradecimientos	78

# Índice de símbolos

$R_{\text{fus}}$ : tasa de reacciones de fusión.

$\overline{\sigma v}$ : reactividad de la reacción de fusión.

$\psi(\mathbf{r})$ : flujo poloidal del plasma.

$I(\mathbf{r})$ : corriente poloidal del plasma.

$I_{\text{pl}}$ : corriente toroidal del plasma, o simplemente corriente del plasma.

$p(\mathbf{r})$ : presión del plasma.

$a$ : radio menor del toroide.

$R$ : radio mayor del toroide.

$\kappa$ : elongación del toroide.

$\delta$ : triangularidad del toroide.

$B_0$ : campo magnético de vacío en el centro de la sección transversal del plasma.

$\beta$ : cociente entre la presión del plasma y la presión del campo magnético.

$q'''$ : densidad de potencia.

$P$ : potencia total.

$\varphi(\mathbf{r}, E, \hat{\Omega}, t)$ : flujo angular de neutrones.

$\phi(\mathbf{r}, E, t)$ : flujo escalar de neutrones.

$\Sigma$ : sección eficaz macroscópica.

$\nu$ : neutrones producidos por fisión.

$s(\mathbf{r}, E, t)$ : distribución de la fuente de neutrones.

$S$ : fuente total de neutrones.

$k_{\text{eff}}$ : factor de multiplicación efectivo.

$k_{\text{s}}$ : factor de multiplicación por fuente.

$\beta_{\text{eff}}$ : fracción efectiva de neutrones retardados por fisión.

# Capítulo 1

## Motivación

Actualmente hay un gran interés a nivel mundial en reducir las emisiones de  $\text{CO}_2$  producidas en la generación de electricidad. Considerando que el aumento de la población implicará una demanda mayor de energía, la fusión y la fisión nuclear resultan las formas más prometedoras de generar electricidad, ya que maximizan la proporción de energía generada por combustible utilizado.

Si bien una forma de energía como la fusión nuclear resulta tentadora, hasta el día de la fecha no se ha conseguido generar más energía que la necesaria para confinar y calentar el plasma en el interior de los reactores. Esto se debe fundamentalmente a la aparición de inestabilidades y turbulencia que degradan el confinamiento del plasma. Por lo tanto, la finalización de la construcción de un reactor de fusión capaz de entregar energía eléctrica a la red no está prevista antes del año 2050, mientras que la capacidad de generar más energía por fusión que la utilizada para producir y calentar el plasma se prevé a partir del año 2030.

Por otra parte, la fisión nuclear es la única opción actual capaz de generar energía libre de emisiones de  $\text{CO}_2$ . Luego del accidente de Chernóbil, el desarrollo de la seguridad nuclear ha permitido que los reactores críticos puedan operar lejos de los estados de operación no deseados, aumentando la cantidad de años de operación sin accidentes de esta forma de energía. Sin embargo, existe una fuerte crítica hacia los residuos generados por la industria nuclear, ya que muchos de ellos tardan muchos miles de años en decaer debido a su larga vida media. De acuerdo con las políticas de ciclos combustibles de los diferentes países con capacidad de generar energía nuclear, los elementos combustibles gastados sin reprocesar (ciclo abierto) pueden estar hasta 250.000 años en un repositorio, hasta alcanzar niveles de radiación aceptables, mientras que el reciclado de elementos como el U o el Pu (ciclo cerrado tipo MOX) disminuye el tiempo de espera a unos 12.000 años.

Por ello, muchos países están desarrollando reactores capaces de quemar los actínidos menores, como ser el Np, el Am y el Cm, luego de extraerlos de los combustibles

gastados. Ello lograría que disminuya a 300 años el tiempo de permanencia de los productos de fisión en los repositorios, gestionados como residuos nucleares originados mediante este ciclo combustible. Si bien este ciclo combustible presenta dificultades técnicas a la hora de separar los actínidos menores, diversos países están desarrollando el concepto de sistemas asistidos por aceleradores (ADS, por sus siglas en inglés), que consisten en reactores subcríticos con una fuente externa, y capaces de utilizar elementos combustibles compuestos por actínidos menores.

En particular, si se combinan los principios de funcionamiento de los reactores de fusión y de fisión, sería posible generar energía eléctrica mediante dispositivos denominados **reactores híbridos de fusión-fisión** (FFHR, por sus siglas en inglés). A diferencia de los reactores nucleares en funcionamiento al día de la fecha, que mantienen los procesos de fisión autosostenidos y que deben asegurarse una dada reactividad del núcleo mediante el recambio de elementos combustibles, los reactores híbridos generan una fuente de neutrones externa gracias a las reacciones de fusión, permitiendo operar en un estado estacionario sin necesidad de que la región físil esté crítica. Por lo tanto, la región físil de un reactor híbrido actúa como un multiplicador de energía, y podría usarse un reactor de fusión relativamente pequeño para obtener la fuente de neutrones deseada.

Las principales ventajas de los reactores híbridos son:

- Son intrínsecamente seguros: cuando el reactor de fusión se apaga, el reactor de fisión se detiene y la población neutrónica tiende a extinguirse ni bien la fuente externa deja de incidir sobre el manto físil. Aún así, debe tenerse en cuenta la potencia de decaimiento del manto, ya que la probabilidad de fusión de la región físil sigue siendo relevante, no así la probabilidad de ocurrencia de accidentes de criticidad.
- Se podría diseñar un reactor híbrido para trabajar con los actínidos menores como combustible físil y así destruir los productos de fisión de largo período, e inclusive podrían diseñarse para operar con otros combustibles como el Th.
- Los requerimientos de operación de la parte de fusión se ven notablemente reducidas, ya que el objetivo pasaría a ser generar neutrones y no energía neta a partir de las reacciones de fusión. Esto podría lograrse con condiciones más relajadas que las propuestas para los reactores de fusión comerciales.
- Son capaces de extraer potencia de los combustibles gastados, independientemente del  $k_{\text{eff}}$  del reactor. Esto implica que los elementos combustibles pueden permanecer dentro del núcleo hasta alcanzar el límite de daño por irradiación, mientras que la potencia de fisión puede mantenerse constante en la medida que se ajuste la fuente de neutrones proveniente del plasma.

Debido al atractivo que representan los reactores híbridos, países como Estados Unidos, Rusia y China se encuentran desarrollando herramientas para construir el primer prototipo de reactor híbrido en el mundo. Si bien la mayoría de los proyectos mundiales de fusión a gran escala, por ejemplo el ITER, buscan verificar que es posible controlar y confinar el plasma a fines de que la energía producida sea mayor que la del confinamiento, en el caso de un reactor híbrido las condiciones de operación del reactor de fusión son mucho menos exigentes, por lo que podría utilizarse como fuente de neutrones un tokamak un poco mayor que JET.

El objetivo principal de este trabajo es generar la capacidad de acoplar los comportamientos neutrónicos de un reactor híbrido fusión-fisión. Para ello, se deben analizar las tecnologías presentes en ambas formas de energía, y seleccionar algún diseño llevado a cabo con anterioridad a fin de verificar la certeza de la herramienta desarrollada.

La CNEA tiene amplia experiencia en reactores de fisión, se encuentra investigando aspectos relacionados con los reactores de espectro rápido refrigerados por sodio y desarrolla diversas actividades relacionadas con el desarrollo de reactores de fusión. Por lo tanto, sería de interés continuar con las actividades de análisis y evaluación de reactores híbridos con el objetivo de participar en proyectos internacionales en este tema.

# Capítulo 2

## Aspectos físicos de un reactor híbrido

### 2.1. Fusión

Se entiende como fusión nuclear a las reacciones nucleares entre núcleos livianos, de carga similar, que al unirse liberan una gran cantidad de energía, formando un núcleo más pesado. Para que la fusión nuclear pueda llevarse a cabo, los núcleos deben acercarse lo suficiente como para que la fuerza nuclear, atractiva y de corto alcance, supere la repulsión Coulombiana. La tasa de reacciones de fusión puede escribirse como:

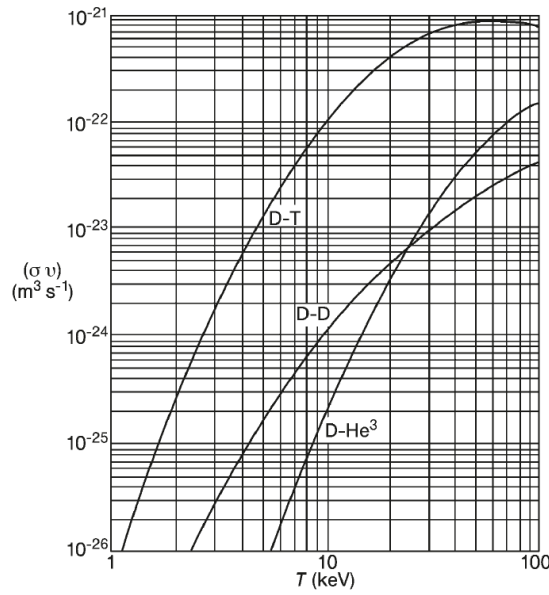
$$R_{\text{fus}} = n_1 n_2 \overline{\sigma v}, \quad (2.1)$$

donde  $n_1$  y  $n_2$  son las densidades, en número de partículas por unidad de volumen, de los núcleos 1 y 2, y  $\overline{\sigma v}$  es la reactividad, definida como el promedio sobre la función de distribución del producto de la sección eficaz por la velocidad relativa entre los núcleos [1]. En la tabla 2.1 se indican los principales parámetros para las principales reacciones de fusión.

Reacción	Energía liberada [MeV]	Energía de umbral [keV]
$\text{D} + \text{T} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{n} \text{ (14,1 MeV)}$	17,60	4
$\text{D} + \text{D} \rightarrow \text{T} + \text{p}$	4,00	35
$\text{D} + \text{D} \rightarrow {}^3\text{He} + \text{n} \text{ (2,5 MeV)}$	3,25	35
$\text{D} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{p}$	18,20	30

**Tabla 2.1:** Reacciones de fusión de mayor interés [2].





**Figura 2.1:** Reactividad  $\overline{\sigma v}$  de las reacciones de fusión de mayor interés en función de la temperatura del plasma [2].

Si las energías de umbral se quieren alcanzar mediante la energía cinética de las partículas que colisionan en un gas, se requiere una alta temperatura, ya que 1 eV equivale a 11605 K. A altas temperaturas los átomos se ionizan completamente, produciéndose un gas de iones y electrones. Este estado de la materia se conoce como “plasma” y se caracteriza porque el comportamiento dinámico de iones y electrones queda determinado por fuerzas electromagnéticas (largo alcance) y no por colisiones binarias entre partículas neutras. El plasma debe ser confinado a fin de evitar el contacto con otros materiales, ya que una energía de 10 keV se corresponde a  $10^8$  K. El problema de la fusión nuclear radica en encontrar la forma de calentar y confinar el plasma con una cierta densidad y temperatura durante suficiente tiempo, de forma tal que la energía generada por fusión sea mayor que la utilizada para producir el plasma. En la figura 2.1 se observa que, para energías relativamente bajas, la reactividad de D-T es mayor que las del resto, por lo que resulta ser la más favorable desde el punto de vista energético.

Uno de los métodos de confinamiento empleado es el magnético, donde se utilizan conductores externos y corrientes que circulan por el plasma para producir un campo magnético que permite confinar el plasma. La condición de equilibrio estático obtenida con el modelo magnetohidrodinámico ideal permite calcular los campos  $\mathbf{B}$  y densidades de corrientes  $\mathbf{J}$  necesarios:

$$\nabla p = \mathbf{J} \times \mathbf{B}. \quad (2.2)$$

Este método de confinamiento es el utilizado por los *tokamaks* (acrónimo de “cámara magnética toroidal”), entre los cuales se destaca el proyecto ITER actualmente en construcción [3]. Este proyecto, una vez culminado, será el primer reactor de fusión del mundo en generar más energía que la necesaria para confinar el plasma, y representa

un prototipo para proyectos de reactores term nucleares comerciales, como ser DEMO [4]. Otro proyecto de reactor de fusión es el ARIES [5].

Los tokamaks son axisimétricos, poseen geometría toroidal con relación de aspecto del orden de 3, y su campo magnético puede dividirse en 3 contribuciones: un campo toroidal, producido fundamentalmente por espiras externas; un campo poloidal, producido por la corriente toroidal que circula por el plasma; y un campo vertical, producido por espiras externas. Los tokamaks utilizan una sección transversal tipo D, debido a que permite mejorar la estabilidad del plasma.

### 2.1.1. Ecuación de Grad-Shafranov

Considerando configuraciones toroidales en las que todas las cantidades sean independientes del ángulo azimutal, es posible escribir la ecuación (2.2) en la forma

$$\Delta^* \psi := \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -4\pi^2 r^2 \mu_0 \frac{dp}{d\psi} - \frac{\mu_0^2}{2} \frac{dI^2}{d\psi}, \quad (2.3)$$

donde se definieron el flujo poloidal  $\psi$  y la corriente poloidal  $I$  como:

$$\psi = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}_P, \quad (2.4)$$

$$I = \int \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S}_P. \quad (2.5)$$

Esta es la conocida ecuación de Grad-Shafranov [1], que permite calcular el flujo poloidal  $\psi(r, z)$  al especificar tanto la presión como la corriente poloidal como funciones de  $\psi$ , además de las condiciones de borde según la geometría del plasma. El flujo poloidal actúa como “función corriente”, ya que el campo magnético puede escribirse en la forma:

$$\mathbf{B} = \frac{1}{r} \nabla \psi \times \hat{e}_\theta + \frac{\mu_0 I}{r} \hat{e}_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \hat{e}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \hat{e}_z + \frac{\mu_0 I}{r} \hat{e}_\theta. \quad (2.6)$$

Adimensionalizando la ecuación (2.3) con una longitud y un campo magnético característicos obtenemos:

$$\frac{\partial^2 \hat{\psi}}{\partial \hat{r}^2} - \frac{1}{\hat{r}} \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial \hat{r}} + \frac{\partial^2 \hat{\psi}}{\partial \hat{z}^2} = -2\pi^2 \hat{r}^2 \frac{d\hat{p}}{d\hat{\psi}} - \frac{1}{2} \frac{d\hat{I}^2}{d\hat{\psi}}, \quad (2.7)$$

donde:

$$\begin{aligned}\hat{r} &= \frac{r}{a}, \\ \hat{\psi} &= \frac{\psi}{B_0 a^2}, \\ \hat{p} &= \frac{p}{B_0^2/2\mu_0}, \\ \hat{I} &= \frac{I}{B_0 a/\mu_0},\end{aligned}\tag{2.8}$$

siendo  $a$  el radio menor del toroide y  $B_0$  el campo magnético de vacío en el centro de la sección transversal.

La presión adimensionalizada en este caso coincide con la definición del parámetro  $\beta$  del plasma.  $\beta$  es el cociente entre la presión del plasma y la presión del campo magnético, e indica la eficiencia con que se utiliza el campo magnético para confinar el plasma [1].

$$\beta := \hat{p} = \frac{p}{B_0^2/2\mu_0}\tag{2.9}$$

### 2.1.2. Fuente de neutrones

Partiendo de la ecuación (2.1), es posible escribir la densidad de potencia generada por las reacciones de fusión como:

$$q_{\text{fus}}''' = n_1 n_2 \bar{\sigma} v E,\tag{2.10}$$

donde  $E$  es la energía liberada por cada reacción de fusión y la reactividad  $\bar{\sigma} v$  depende de la temperatura del plasma. En particular, si el plasma está compuesto por D-T, la potencia máxima se obtiene cuando  $n_D = n_T$ . La densidad de iones resulta  $n_i = n_D + n_T$ , y en ese caso la densidad de potencia puede escribirse como:

$$q_{\text{fus}}''' = \frac{n_i^2 \bar{\sigma} v E}{4} \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}^3} \right].\tag{2.11}$$

Si la temperatura del plasma se encuentra entre los 10 y 20 keV, se tiene que la reactividad puede aproximarse en la forma  $\bar{\sigma} v = \vartheta T^2$  con  $\vartheta = 1,1 \cdot 10^{-24} [\text{m}^3/(\text{keV}^2 \text{ s})]$  [1]. Por lo tanto, la densidad de potencia resulta:

$$q_{\text{fus}}''' = \frac{\vartheta n_i^2 T^2 E}{4} \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}^3} \right].\tag{2.12}$$

Por último, considerando que  $p_i = n_i T_i$ ,  $p_i = p_D + p_T$ , y  $p_D = p_T = p_i/2$ , se obtiene:

$$q_{\text{fus}}''' = \frac{\vartheta p_i^2 E}{4} \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}^3} \right].\tag{2.13}$$

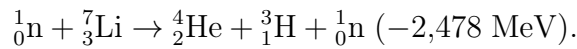
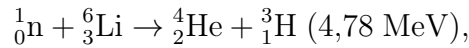
Observamos, entonces, que es posible escribir la densidad de potencia en función de la presión del plasma. La tasa de reacciones de fusión en función de la presión total  $p$ , con  $n_i = n_e$ ,  $T_i = T_e$ ,  $p_i = p_e = p/2$ , resulta:

$$R_{\text{fus}} = \frac{q_{\text{fus}}'''}{E} = \frac{\vartheta p^2}{16} \left[ \frac{1}{\text{cm}^3 \text{ s}} \right]. \quad (2.14)$$

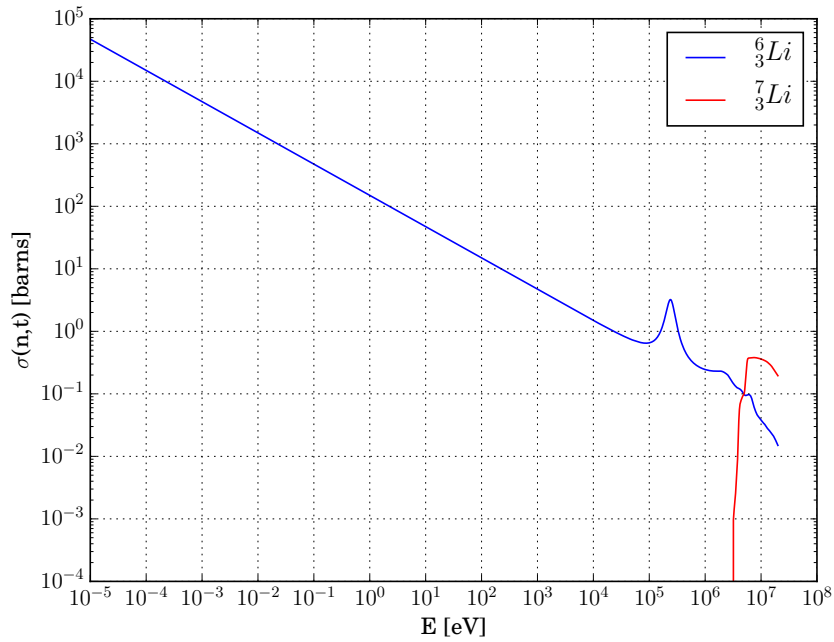
En el caso de poseer un código de transporte de partículas, la distribución de potencia en el plasma resulta proporcional al cuadrado de la densidad de los iones y de la temperatura. En caso de no poder calcular  $n_i$ , es posible obtener la densidad de potencia a partir de la presión del plasma.

### 2.1.3. Producción de tritio

Si bien la reacción D-T es la más favorable desde el punto de vista energético, uno de los inconvenientes que presenta es la disponibilidad de dichos isótopos, ya que la composición del H natural es 0,0115% D, y el restante es  $^1_1\text{H}$ . El T, al poseer una vida media de 12,32 años, debe producirse dentro del reactor. Una opción es utilizar blankets de litio, ya que se produce T mediante la interacción de cualquiera de sus dos isótopos con un neutrón. Las reacciones nucleares que intervienen son:



En la figura 2.2 se observan las secciones eficaces para las reacciones (n,T) de los isótopos  $^6_3\text{Li}$  y  $^7_3\text{Li}$ .



**Figura 2.2:** Secciones eficaces del  ${}^6_3\text{Li}$  y  ${}^7_3\text{Li}$  para la reacción  $(n,T)$  [6].

El Li natural posee 7,59 % de  ${}^6_3\text{Li}$  y 92,41 % de  ${}^7_3\text{Li}$ . Si bien en la reacción del  ${}^7_3\text{Li}$  no se pierde el neutrón incidente, considerando que la reacción  $(n,T)$  del  ${}^7_3\text{Li}$  es endoérgica se prevé que los blankets de litio estén enriquecidos en  ${}^6_3\text{Li}$  cuando la fuente de neutrones sea relativamente alta.

## 2.2. Fisión

Al contrario de la fusión nuclear, la fisión consiste en la separación de un núcleo pesado en otros dos más livianos y una considerable cantidad de energía. Este proceso está acompañado por la emisión de neutrones de altas energías, debido al exceso de energía que presenta el núcleo pesado excitado por la absorción de un neutrón.

Por cada reacción de fisión se emiten isotrópicamente  $\nu$  neutrones con un espectro de energía  $\chi(E)$ , de los cuales una fracción mayoritaria se debe a la reacción instantánea (neutrones prompt), mientras que el resto es producto del decaimiento de los productos de fisión inestables (neutrones retardados).

### 2.2.1. Ecuación de Boltzmann

La ecuación que determina el comportamiento físico de los neutrones en un medio es la ecuación de transporte de Boltzmann:

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{v} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \hat{\Omega} \cdot \nabla \varphi = & -\Sigma_t(\mathbf{r}, E) \varphi(\mathbf{r}, E, \hat{\Omega}, t) \\
 & + \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\hat{\Omega}' \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \hat{\Omega}' \rightarrow \hat{\Omega}) \varphi(\mathbf{r}, E', \hat{\Omega}', t) \\
 & + \frac{\chi(E)}{4\pi} \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E, t) \\
 & + \zeta(\mathbf{r}, E, \hat{\Omega}, t)
 \end{aligned} \tag{2.15}$$

donde  $\varphi(\mathbf{r}, E, \hat{\Omega}, t)$  y  $\phi(\mathbf{r}, E, t)$  son los flujos angular y escalar,  $\Sigma_s$ ,  $\Sigma_f$  y  $\Sigma_t$  son las secciones eficaces macroscópicas de scattering, de fisión y total,  $\chi(E)$  y  $\nu(E)$  son el espectro de fisión y la cantidad de neutrones producidos por fisión, y  $\zeta(\mathbf{r}, E, \hat{\Omega}, t)$  es la fuente externa de neutrones, respectivamente.

Integrando la ecuación (2.15) en la variable angular es posible definir los siguientes operadores:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{F}\phi &= -\nabla \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}, E, t), \\
 \mathbf{P}\phi &= \chi(E) \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E, t),
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

$$\mathbf{A}\phi = -\Sigma_t \phi(\mathbf{r}, E, t) + \int_0^\infty dE' \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E) \phi(\mathbf{r}, E', t),$$

$$\mathbf{L} \phi = \mathbf{P}\phi + \mathbf{A}\phi + \mathbf{F}\phi, \tag{2.17}$$

donde  $\mathbf{J}(\mathbf{r}, E, t)$  es la corriente escalar, resultado de integrar  $\hat{\Omega} \cdot \varphi(\mathbf{r}, E, t)$  en la variable angular.

Por lo tanto, si definimos la integral en la variable angular de la fuente como  $s(\mathbf{r}, E, t)$ , la ecuación de balance neutrónico de Boltzmann resulta:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t} = \mathbf{L}\phi + s(\mathbf{r}, E, t). \tag{2.18}$$

### 2.2.2. Factores de multiplicación

De la ecuación anterior se observa que, para que el flujo escalar neutrónico no varíe con el tiempo, existen dos opciones:

1. Si no hay fuente externa, el reactor está crítico, por lo que:

$$\mathbf{L}\phi_k = 0, \quad (2.19)$$

2. Si existe una fuente externa, el reactor debe ser subcrítico, satisfaciendo que:

$$\mathbf{L}\phi_s + s(\mathbf{r}, E) = 0 \quad (2.20)$$

Para el Caso 1, el flujo  $\phi_k$  se corresponde con la autofunción del operador  $\mathbf{L}$ , y el factor de multiplicación efectivo,  $k_{\text{eff}}$ , es un coeficiente que se ajusta para cumplir  $\mathbf{L}\phi_k = 0$ . Dicho coeficiente modifica solamente al operador de producciones,  $\mathbf{P}$ , y esta solución se denomina también *Reactor Crítico Asociado en k*. Utilizando la notación  $\langle \rangle$  para indicar la integral en el dominio espacial y energético:

$$\langle X \rangle = \int_V \int_0^\infty X \, dE \, d^3r,$$

la expresión del  $k_{\text{eff}}$  es:

$$k_{\text{eff}} = \frac{\langle \mathbf{P}\phi_k \rangle}{\langle \mathbf{A}\phi_k + \mathbf{F}\phi_k \rangle}. \quad (2.21)$$

Para el Caso 2, la solución  $\phi_s$  será distinta a  $\phi_k$ , y tendrá un autovalor asociado distinto, denominado factor de multiplicación por fuente,  $k_s$ . En este caso, la expresión para  $k_s$  resulta [7][8]:

$$k_s = \frac{\langle \mathbf{P}\phi_s \rangle}{\langle \mathbf{A}\phi_s + \mathbf{F}\phi_s \rangle} = \frac{\langle \mathbf{P}\phi_s \rangle}{\langle \mathbf{P}\phi_s + s \rangle}. \quad (2.22)$$

Se observa que el  $k_{\text{eff}}$  es una propiedad que solo depende de la geometría y de los materiales del sistema estudiado, mientras que el valor de  $k_s$  puede variar de acuerdo con la intensidad, distribución energética y espacial de la fuente [7]. En particular, se observa que el flujo  $\phi_s$  será más cercano a  $\phi_k$  en la medida que el sistema acoplado con la fuente externa se encuentre cercano a crítico [8].

Tanto  $k_{\text{eff}}$  como  $k_s$  pueden ser calculados mediante un código de transporte de partículas, teniendo como input la distribución de la fuente externa de neutrones, y contabilizando los eventos correspondientes a la producción de neutrones ( $\langle \nu \Sigma_f \phi \rangle$ ), las absorciones ( $\langle \Sigma_a \phi \rangle$ ) y las fugas.

## 2.3. Reactores híbridos

Un reactor híbrido de fusión-fisión, como se mencionó en el capítulo anterior, consiste en un manto físil subcrítico, acoplado con una fuente de neutrones externa proveniente de un reactor de fusión. Los neutrones de fuente inciden sobre la región físil, sosteniendo el nivel de reacciones en cadena necesarios para generar la potencia deseada. Este concepto de reactor es anterior al concepto de reactores de fusión [9], y representa una alternativa para la generación de energía al combinar las dos reacciones nucleares mencionadas en las secciones anteriores. En este esquema, la fusión produce los neutrones y la fisión la energía, lo que permitiría reducir los requerimientos sobre la parte de fusión, que es la más problemática [10].

La región físil puede funcionar tanto con espectros térmicos como rápidos de neutrones. En el caso de trabajar con un espectro rápido, se busca que el elemento que actúe como refrigerante sea lo más pesado posible, de forma tal que los neutrones no se moderen en su trayectoria. Por el contrario, si el diseño contempla un espectro térmico, el refrigerante cumplirá también las funciones de moderador, por lo que suelen utilizarse elementos livianos.

Considerando que una de las motivaciones de este trabajo es el quemado de los elementos transuránicos reprocesados de elementos combustibles gastados, se precisa de un espectro rápido en la región físil, por lo que se contemplará el uso de sodio como refrigerante. Esta decisión se debe a que este tipo de reactores rápidos son los que presentan un mayor desarrollo a nivel mundial, pudiéndose en un futuro fabricar los combustibles a partir de los transuránicos separados.

En lo que respecta a la tecnología de fusión, se considerará como punto de partida a los reactores tipo “tokamak”, ya que representan la tecnología de confinamiento magnética más desarrollada, y cuyo prototipo ITER entrará en servicio en las próximas décadas. En particular, considerando que el objetivo pasa a ser la producción de neutrones y no la energía neta de fusión, las condiciones que debe satisfacer el tokamak se reducen significativamente.



### 2.3.1. Acople neutrónico y de potencia

En los reactores híbridos las reacciones de fisión se mantienen en estado estacionario gracias a la fuente de neutrones proveniente del plasma. Si tenemos en cuenta que para la fusión de D-T se genera 1 neutrón por cada reacción, la ecuación (2.14) se corresponde con la distribución de fuente de neutrones dentro del plasma. Es decir,  $s(\mathbf{r}, E) = R_{\text{fus}}$ .

Debido a que los núcleos de D y T que se fusionan tienen cierta distribución de velocidades, la energía de los neutrones en el sistema de laboratorio tendrá también una cierta distribución. Como la temperatura del plasma es mucho menor que la energía de los neutrones, este efecto es despreciable, por lo que es válido asumir que la distribución energética de los neutrones es una delta centrada en 14,1 MeV:

$$s(\mathbf{r}, E) = \frac{\vartheta}{16} p(\mathbf{r})^2 \delta(E - 14,1 \text{ MeV}) \left[ \frac{\text{n}}{\text{cm}^3 \text{s}} \right]. \quad (2.23)$$

Se define la fuente total de neutrones  $S$  como la integral de la fuente en el dominio espacial y energético:

$$S = \langle s(\mathbf{r}, E) \rangle = \int_V d^3r \int_0^\infty dE s(\mathbf{r}, E) \left[ \frac{\text{n}}{\text{s}} \right]. \quad (2.24)$$

Partiendo de las ecuaciones (2.1) y (2.23), es posible escribir la potencia total debido a las reacciones de fusión como:

$$P_{\text{fus}} = \langle q_{\text{fus}}''' \rangle = \langle s(\mathbf{r}, E) \rangle E_{\text{fus}} [\text{W}]. \quad (2.25)$$

Por otro lado, la potencia total debido a las reacciones de fisión resulta:

$$P_{\text{fis}} = \langle q_{\text{fis}}''' \rangle = \langle \Sigma_f \phi_s \rangle E_{\text{fis}} [\text{W}], \quad (2.26)$$

donde  $\langle \Sigma_f \phi_s \rangle$  corresponde a la totalidad de reacciones de fisión en la región físil. Si se considera que, en la expresión (2.22) es válida la aproximación  $\langle \nu \Sigma_f \phi_s \rangle \approx \nu \langle \Sigma_f \phi_s \rangle$ , la expresión del  $k_s$  resulta:

$$k_s = \frac{1}{1 + \frac{P_{\text{fus}}/E_{\text{fus}}}{\nu P_{\text{fis}}/E_{\text{fis}}}}. \quad (2.27)$$

De la última expresión es posible despejar la potencia de fisión en función del  $k_s$  y la potencia de fusión, obteniéndose [10]:

$$P_{\text{fis}} = \frac{E_{\text{fis}}}{\nu E_{\text{fus}}} \frac{k_s}{1 - k_s} P_{\text{fus}}, \quad (2.28)$$

donde el factor  $k_s/(1 - k_s)$  representa la cantidad de neutrones de fisión generados por neutrón de fuente [8].

Considerando que la fuente de neutrones es externa a la región físil, el valor del  $k_s$  difiere notablemente del  $k_{\text{eff}}$ , a diferencia de un ADS en donde la fuente incide dentro del material físil y los valores se acercan en la medida que el reactor se encuentre cercano a crítico [7].

Por último, si se considera un reactor crítico sin fuente externa, una inserción de reactividad  $\rho = \beta_{\text{eff}}$  provoca que la población neutrónica diverja con el tiempo, lo que se conoce como *prompt critical*. En todos los reactores, este valor de reactividad representa un factor de seguridad, estableciendo una limitación en el diseño de los componentes del núcleo: por ejemplo, los materiales que conforman el combustible no deben provocar una disminución en el  $\beta_{\text{eff}}$ , ya que ello se traduciría en un margen de operación más limitado. Sin embargo, en un reactor híbrido, debido a que el valor de  $k_{\text{eff}}$  es siempre menor que la unidad, la potencia se estabiliza de todas formas ante una inserción de reactividad. Por lo tanto, este reactor no precisa de mecanismos de control de reactividad y no existen eventos postulados por criticidad o por inserción de reactividad.

Considerando que el valor de  $\beta_{\text{eff}}$  no es representativo en un reactor híbrido y que en un reactor con combustibles compuestos por transuránicos dicho parámetro es menor que el de uno con combustibles con uranio, este último podría quemar una fracción menor de transuránicos que un reactor híbrido a un mismo nivel de potencia. [10].

## Capítulo 3

# Descripción del modelo de reactor híbrido

En los últimos años, se observa que ha aumentado el interés mundial en el concepto de los reactores híbridos, por lo que existe una diversidad de diseños de los mismos. Si bien no existe ningún prototipo en construcción, se espera que un reactor de este estilo pueda construirse con la culminación del proyecto ITER ya que verificará los límites de operación postulados para el reactor de fusión. Partiendo de los objetivos de este trabajo, resulta de interés modelar un reactor híbrido a fines de demostrar la capacidad de acoplar las simulaciones de la fuente externa de neutrones y las de la región fisil subcrítica.

Como modelo de estudio se decidió tomar un reactor desarrollado en el Fusion Research Center de Georgia Tech dirigido por Weston Stacey , denominado “Subcritical Advanced Burner Reactor”, también llamado SABR por sus siglas en inglés [11] [12] [13]. Este diseño cuenta con una larga trayectoria, habiendo sufrido varias modificaciones en el diseño hasta llegar al concepto actual [14] [15] [16] [17] [18]. En particular, se toma como referencia la última modificación al modelo del SABR, detallada en las refs. [19] [20].

En este capítulo se describen los principales parámetros de funcionamiento del diseño del SABR, sus dimensiones y la composición de sus regiones.



### 3.3. Materiales

Algunos de los materiales que componen las regiones mencionadas anteriormente se encuentran en las referencias [11] y [19]. Para todas las celdas, se consideró una temperatura de 700 K. A los fines de modelar el reactor y verificar el comportamiento de la física de neutrones en el mismo, no se modelaron las bobinas ni los solenoides externos a las paredes de blindaje más externas. Las composiciones y las densidades se especifican en las tablas A.2, A.3 y A.4.

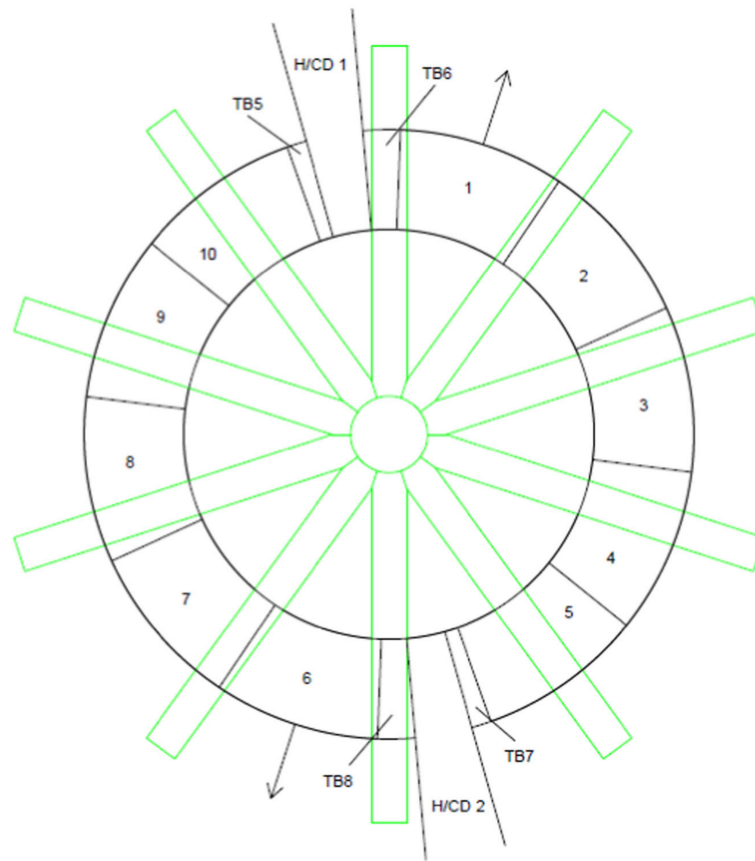
#### 3.3.1. Región de fisión

El combustible utilizado, como se mencionó anteriormente, está compuesto por transuránicos reprocessados, cuya composición es 40Zr-10Am-10Np-40Pu. La longitud activa del combustible es 65 cm, mientras que la longitud total del elemento combustible es 274,901 cm. El material estructural es una aleación metálica reforzada por óxidos dispersos (ODS, por sus siglas en inglés). Además, cada elemento combustible cuenta con un recubrimiento de SiC para mitigar las caídas de presión debido a los campos magnéticos que circulan por el reactor.

#### 3.3.2. Región de fusión

El reactor de fusión, como se mencionó anteriormente, es similar al proyecto ITER, con una sección transversal tipo D, respetando las proporciones de la cámara de fusión, el divertor y las bobinas de campo magnético externas. Dentro de la región correspondiente a la cámara de fusión se modelará la fuente de neutrones externa. Dicha cámara cuenta con una pared de blindaje y contención que debe soportar altas temperaturas debido a su cercanía al plasma, y que consiste en 3 capas con diferentes materiales. La región más interna está compuesta por Be, la siguiente capa por una mezcla de CuCrZr, ODS y Na, y la más externa por grafito y Na.

El reactor no posee simetría en dirección toroidal, sino que existen dos regiones sin material físil destinadas a los dispositivos de calentamiento del plasma, denominados H&CD por sus siglas en inglés. Debido a ello, se consideró que la región de fusión mantiene su simetría a lo largo del toroide, pero no así la región de fisión. En la figura 3.2 se representa la vista radial superior del SABR, distinguiéndose las piletas de sodio (enumeradas del 1 al 10), los blankets de tritio toroidales (TB5, TB6, TB7 y TB8), los dispositivos de calentamiento del plasma (H&CD) y las bobinas de campo toroidal (en color verde).



**Figura 3.2:** Vista radial superior del SABR [19].

### 3.3.3. Blankets para producción de T

Los blankets de tritio son de  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  enriquecido al 90 % de  ${}^6_3\text{Li}$ , considerando que la reacción  $(n,T)$  posee una sección eficaz térmica mucho mayor para el  ${}^6_3\text{Li}$  que para el  ${}^7_3\text{Li}$ . Considerando que las reacciones  $(n,T)$  exoérgicas del  ${}^6_3\text{Li}$  podrían calentar los blankets y ello precisaría una refrigeración de los mismos, se deberá considerar la potencia neta liberada por las mismas.

Una vez generados los núcleos de T en los blankets, los mismos difunden a la superficie del material y luego son acumulados en tanques de reserva dentro del reactor, para luego ser utilizados como combustible de fusión. Por lo tanto, resulta importante conocer la relación entre los átomos de T que se generan en los blankets y los que se consumen en el plasma, definida como la tasa de producción de producción de tritio (TBR, por sus siglas en inglés). En caso de que la TBR sea mayor que 1, se dice que el reactor es autosuficiente de tritio.

### 3.3.4. Blindajes

Los blindajes externos del reactor están diseñados para proteger las bobinas externas de la radiación proveniente del interior, ya que el tiempo de vida útil del SABR

está dado por la integridad estructural de las bobinas. En particular, se prevé que el blindaje permita que el SABR opere durante 40 años con un factor de carga del 75 %, o 30 años a plena potencia. El blindaje externo está compuesto por tres paredes de WC y B<sub>4</sub>C refrigeradas por sodio.

### 3.4. Homogenización de la geometría

De acuerdo con lo indicado en el diseño final del SABR[19], el elemento combustible puede ser homogeneizado en la dirección radial a fin de simular el reactor mediante algún código de transporte neutrónico, manteniendo las alturas de los componentes del elemento combustible. Las fracciones volumétricas de cada región dentro de la piletta de sodio se indican en la tabla A.5.

Teniendo en cuenta que la región físil no posee simetría toroidal debido a los dispositivos de calentamiento del plasma, en el trabajo de referencia se agrega un porcentaje de vacío en las regiones que corresponden a las piletas de sodio y su contenido interior. Considerando que el objetivo de este trabajo es intentar reproducir los resultados de algún diseño de reactor híbrido, se respetó la homogenización del autor. Por lo tanto, las regiones que se encuentran dentro de la piletta del refrigerante cuentan con un porcentaje de vacío en su composición, mientras que las regiones del plasma, los blankets de litio y los blindajes mantienen su composición nominal.

Se espera, entonces, reproducir los parámetros relacionados con el plasma y con la piletta de sodio, como ser la fuente total de neutrones, la potencia de fisión y factores de multiplicación, entre otros; mientras que la tasa de producción de tritio no podría reproducirse, ya que el reactor se modela con simetría toroidal, y no se poseen las dimensiones de la figura 3.2 correspondientes a los blankets de tritio ubicados en las cercanías de los dispositivos del calentamiento del plasma.

### 3.5. Parámetros de operación del SABR

En la tabla 3.1 se sintetizan los principales parámetros de operación del SABR. En particular, se buscará reproducir algunos de ellos mediante la simulación del reactor con un código neutrónico, mientras que se intentará simular la fuente externa de neutrones debido a las reacciones de fusión.

$k_{\text{eff}}$	0,973
$k_s$	0,756
$P_{\text{fis}}$ [MW]	3000
$P_{\text{fus}}$ [MW]	500
$R$ [m]	4,0
$a$ [m]	1,2
$\kappa$	1,5
$\delta$	0,4
$B_0$ [T]	5,6
$I_{\text{pl}}$ [MA]	10
$\beta$ [%]	3,2
$S$ [n/s]	1,8e20
TBR	1,12

**Tabla 3.1:** Parámetros principales del SABR.

Donde:

- $k_{\text{eff}}$ : factor de multiplicación del reactor sin fuente;
- $k_s$ : factor de multiplicación del reactor con fuente;
- $P_{\text{fis}}$ : potencia de fisión neta;
- $P_{\text{fus}}$ : potencia de fusión neta;
- $R$ : radio mayor del plasma;
- $a$ : radio menor del plasma;
- $\kappa$ : elongación del plasma;
- $\delta$ : triangularidad del plasma;
- $B_0$ : campo magnético de vacío en el centro de la sección transversal del plasma;
- $I_{\text{pl}}$ : corriente del plasma;
- $\beta$ : cociente entre la presión del plasma y la presión del campo magnético;
- $S$ : fuente total de neutrones;
- TBR: tasa de producción de tritio.



## 3.6. Dificultades

En lo que se refiere al diseño del SABR, existen algunas dificultades que requieren una resolución antes de construirse el primer prototipo. En primer lugar, se espera resolver el problema de las inestabilidades del plasma con la construcción de ITER, ya que se prevé poder operar sin interrupciones.

Respecto a la retención del tritio en los blankets, deben diseñarse los mismos de forma que la recuperación del T sea sencilla, además de prever que el límite de daño por radiación sea de 200 dpa.

Por otra parte, existen problemas de integración debido a los efectos magneto-hidrodinámicos, considerando que el refrigerante es un metal líquido circulando en donde existe un campo magnético. Además, aún no está determinado cómo se realizará el reabastecimiento de combustible debido a la geometría del reactor.

Al día de la fecha, el costo de reprocesar los elementos combustibles, separar los elementos transuránicos y fabricar los nuevos combustibles es mayor que el de la explotación del uranio y la fabricación de los EECC actuales. Por lo tanto, la construcción de los reactores híbridos será viable, entre otros aspectos, ante un aumento del costo del combustible fósil, una disminución de la disponibilidad del uranio, un mayor deseo de disminuir los desechos de larga vida media, y una verificación de los parámetros de los reactores de fusión al culminarse la construcción de ITER [10].

## Capítulo 4

# Código neutrónico utilizado y validación

Considerando el funcionamiento de los reactores híbridos, se estudió el comportamiento neutrónico mediante un código de cálculo, y se contrastaron los resultados obtenidos con los reportados para el SABR. En particular, los códigos neutrónicos suelen compararse con resultados experimentales, ya que se debe verificar la convergencia del mismo y la reproducibilidad de las simulaciones. En este caso, considerando que el SABR se encuentra en etapa de la ingeniería de base, no resultaría posible validar los códigos utilizados, pero podrían compararse los resultados con los obtenidos mediante otros códigos.

Partiendo del hecho de que un reactor híbrido puede dividirse en dos regiones desde el punto de vista neutrónico, una fuente externa y una región físil subcrítica, la elección del código a utilizar deberá permitir modelar del reactor para la geometría propuesta, calcular el autovalor de  $k_{\text{eff}}$ , y simular la fuente externa de neutrones correspondiente a las reacciones de fusión dentro del plasma para verificar parámetros como la potencia, la tasa de producción de tritio o el  $k_s$ .

En este capítulo se describe el código neutrónico utilizado y su validación por medio de benchmarks de reactores con características similares al SABR.

## 4.1. Descripción del código

Para simular tanto la región físil del SABR como la fuente de neutrones, en este trabajo se utilizó OpenMC [21], un código de transporte de neutrones basado en el método Monte Carlo. La ventaja de este código es que es Open Source, lo que permite otorgar un enfoque más académico a este trabajo, ya que evita que el usuario deba poseer licencia para su uso. Este código fue desarrollado por Paul Romano en el MIT en el año 2011, por lo que su inserción en el ámbito académico aún es reciente. Cuenta con foros de consulta en Google y en Github, lo que facilita la solución de problemas provocados por “bugs” del código, o errores debido a la programación del usuario.

Otra ventaja que presenta este código es que utiliza como interfaz para la generación de los inputs una API en Python, lo que permite realizar el análisis de los resultados dentro del mismo programa mediante el procesamiento de las salidas, además de permitir un mejor seguimiento de las variables utilizadas mientras se elabora el modelo.

Al igual que otros códigos probabilísticos, OpenMC precisa que el usuario defina la geometría junto con los límites de la simulación, la composición de los materiales que corresponden a las regiones del modelo, las condiciones de borde de la geometría, y la definición de los parámetros de ejecución. Además, se debe especificar la biblioteca de secciones eficaces microscópicas a utilizar, ya que el código luego se encarga de calcular las secciones eficaces macroscópicas teniendo en cuenta estas últimas y las densidades numéricas de cada región.

En lo que respecta a este trabajo, OpenMC permite calcular los autovalores del modelo, como así también el cálculo para una fuente fija. También es posible especificar las magnitudes físicas que se desean contabilizar en la simulación mediante la opción “tallies”, como ser: flujo, absorciones, fisiones, etc., y al mismo tiempo permite discretizar el dominio en que se cuentan los sucesos correspondientes a estas magnitudes tanto en la variable espacial como en la energética.

## 4.2. Modelos utilizados para la validación del código

Con el objetivo de validar el código neutrónico OpenMC, se procedió a modelar 2 benchmarks de reactores rápidos refrigerados por sodio, considerando que el SABR será del mismo tipo.

En primera instancia, se modeló un conjunto crítico, denominado ZPR-6/6A [22], que permitió familiarizarse con el código debido a la simplicidad de la geometría del modelo. Luego, una vez adquirido cierto manejo del código se procedió a modelar un núcleo más complejo, correspondiente a un prototipo de LMFR denominado FFTF [23]. Para ambos casos, se procedió a calcular el  $k_{\text{eff}}$  y los espectros, teniendo en cuenta

que serán las magnitudes físicas del SABR que se desean estudiar. Estos resultados se compararon con los reportados por diferentes códigos neutrónicos y bibliotecas de datos nucleares. Para dichos benchmarks se realizaron 2 informes técnicos, en donde se detallan los cálculos realizados para validar el código [24] [25].

#### 4.2.1. ZPR-6/6A

El ZPR-6/6A era un conjunto crítico rápido, consistente en símiles de elementos combustibles compuestos por uranio enriquecido, uranio empobrecido, acero inoxidable, óxido de hierro, óxido de uranio y refrigerado por sodio. Las regiones de este benchmark consisten en cilindros de diferentes radios que comparten el mismo eje, y las composiciones de las mismas se encuentran homogeneizadas en el informe del benchmark.

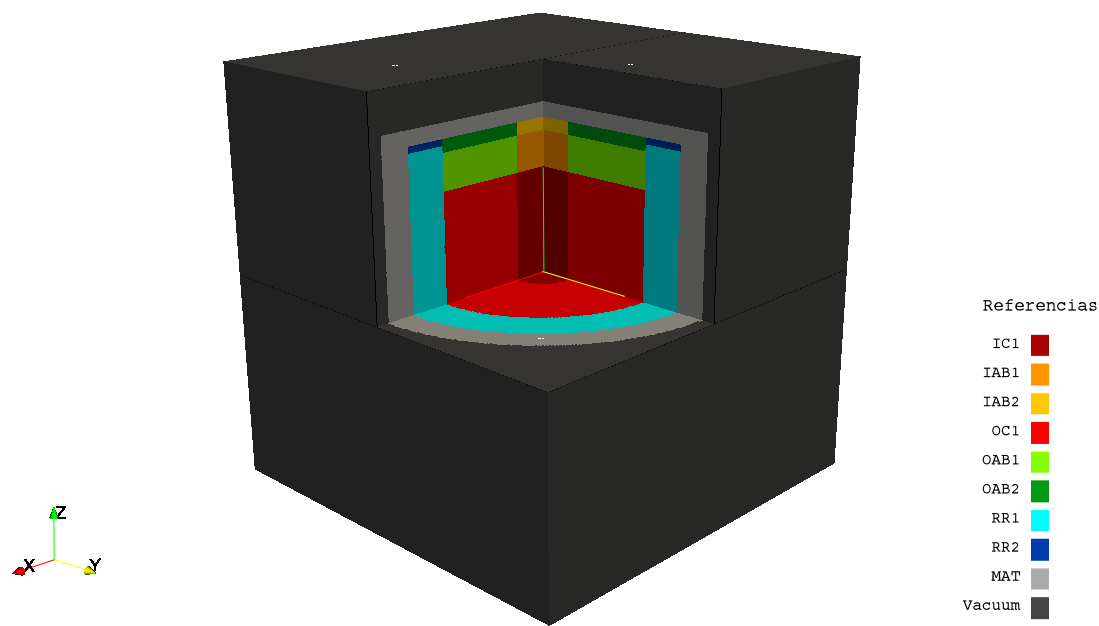
En la figura 4.1 se encuentra representada la geometría del benchmark, obtenida mediante el software *Paraview* a partir del output del código. A cada región de la configuración crítica se le asignó el material correspondiente indicado en [22]. Debido a que el código de cálculo utilizó la biblioteca ENDF/B-VII.1 [26], que posee las secciones eficaces para los diferentes isótopos de cada elemento, es necesario modificar las composiciones indicadas en el modelo con los porcentajes de abundancia isotópica correspondientes. Los valores de dichas abundancias fueron extraídos de la referencia [27]. La temperatura indicada por el informe es de 20°C (293,6 K), coincidente con la temperatura por default del código.

Desde el punto de vista de la programación, este benchmark no presentó mayores dificultades a la hora de generar las geometrías y asignar los materiales correspondientes.

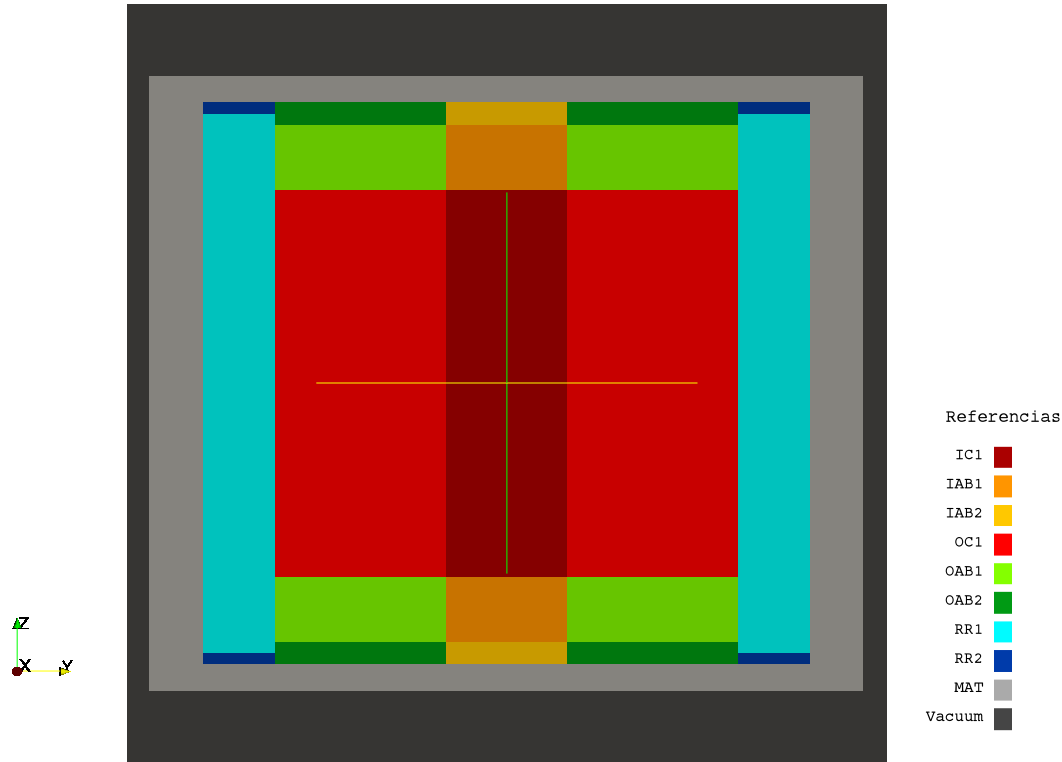
El valor de  $k_{\text{eff}}$  obtenido para el modelo crítico del ZPR-6/6A se observa en la tabla 4.1, junto con los resultados reportados por el informe del benchmark en la Sección 4 de [22].

Benchmark	MCNP5 (ENDF/B-VII $\beta$ 3)	OpenMC (ENDF/B-VII.1)	(C-E)/E
$k_{\text{eff}} \pm \sigma$	$k_{\text{eff}} \pm \sigma$	$k_{\text{eff}} \pm \sigma$	[ %]
0,9939 $\pm$ 0,0023	0,9931 $\pm$ 0,0001	0,9931 $\pm$ 0,0001	-0,08 $\pm$ 0,23

**Tabla 4.1:** Valores de  $k_{\text{eff}}$  del ZPR-6/6A.



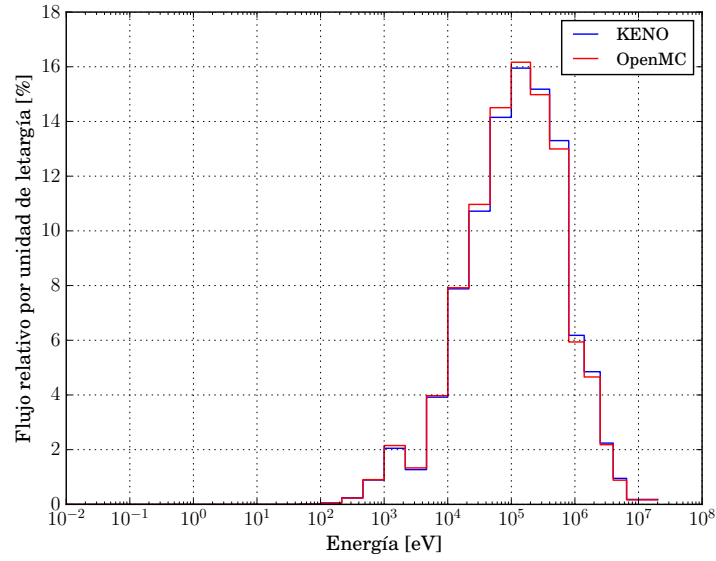
(a) Vista en 3D



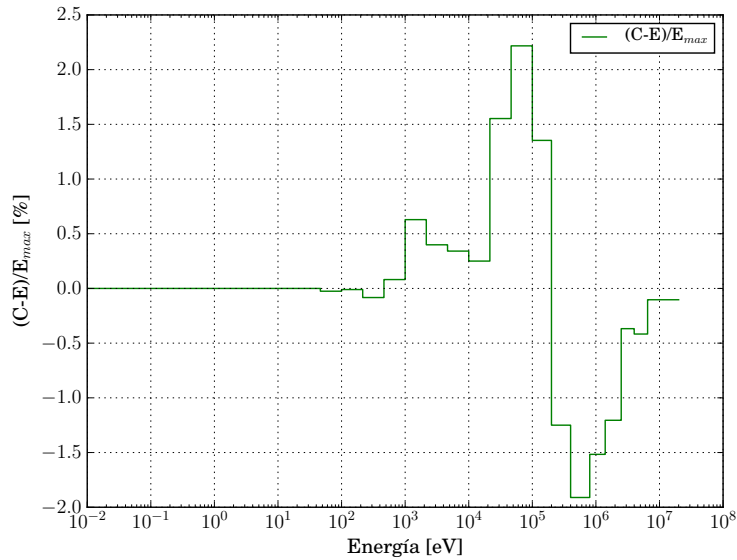
(b) Vista frontal

Figura 4.1: Geometría del benchmark ZPR-6/6A.

En la figura 4.2a se encuentran graficados el espectro por unidad de letargía en el núcleo del ZPR-6/6A, expresado en porcentaje y a 30 grupos de energía. Dichos valores se compararon con los obtenidos mediante KENO (sin incerteza reportada), y las diferencias relativas entre los resultados de ambos códigos se observan en la figura 4.2b. Cabe destacar que estos valores no pueden contrastarse con valor experimental alguno, ya que estas cantidades físicas no fueron medidas experimentalmente.



(a) Espectro.



(b) Diferencia relativa del espectro.

**Figura 4.2:** Comparación del espectro porcentual por unidad de letargía obtenido mediante el código OpenMC y el reportado en el informe del benchmark del ZPR-6/6A, calculado mediante KENO.

Se observa que el valor de  $k_{\text{eff}}$  reportado para MCNP5 y el calculado mediante OpenMC coinciden para ENDF/B-VII, mientras que los espectros presentan una diferencia de hasta un 3 %, la cual podría atribuirse a una diferencia entre las bibliotecas nucleares utilizadas.

#### 4.2.2. FFTF

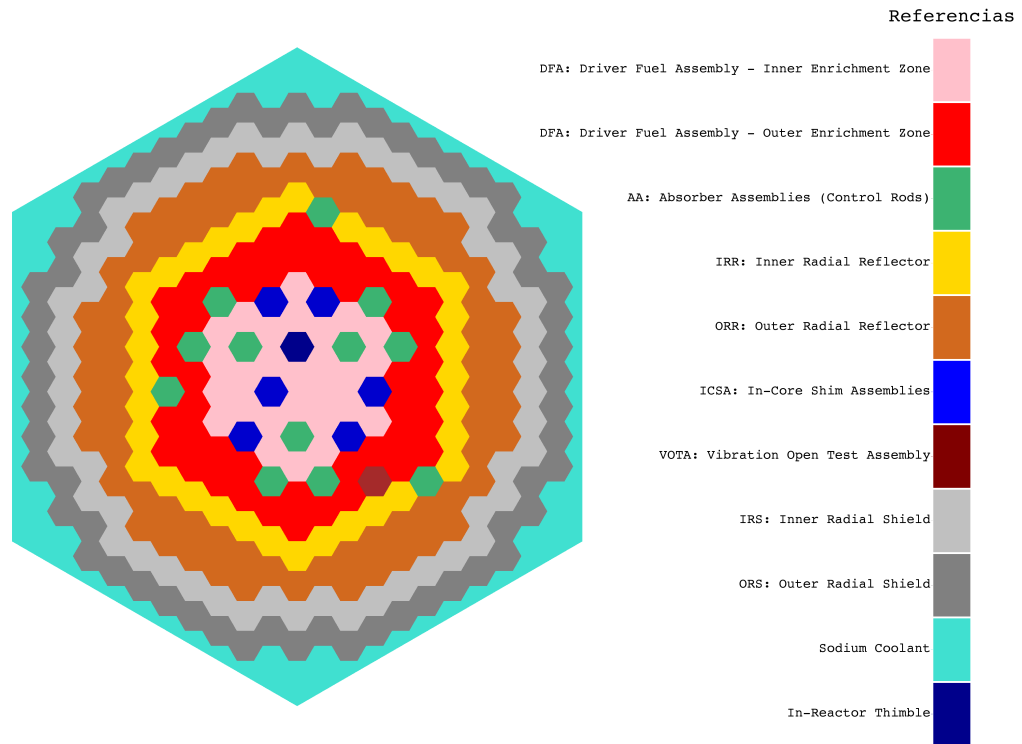
El FFTF era un prototipo de LMFR de 400 MWth, consistente en un núcleo de arreglo hexagonal, con combustible tipo MOX y refrigerado por sodio. En este benchmark, las regiones resultan un poco más complejas, contando con las especificaciones de los elementos combustibles y los elementos absorbentes, y en donde las composiciones de las regiones no están homogeneizadas. Por lo tanto, este reactor está modelado como una suma de diferentes universos, que luego pueden ser cargados mediante el comando “lattice” del código.

En las figuras 4.3 y 4.4 se encuentra representada la geometría del benchmark, obtenida mediante el software *Paraview* a partir de las imágenes generadas por *OpenMC* en un API de *Python*. A cada región de la configuración crítica se le asignó el material correspondiente indicado en [23]. Nuevamente se utilizó la biblioteca ENDF/B-VII.1 [26], por lo que se modificaron las composiciones indicadas en el modelo con los porcentajes de abundancia isotópica correspondientes, cuyos valores se extrajeron de [27]. La temperatura indicada por el informe es de 205°C (478 K).

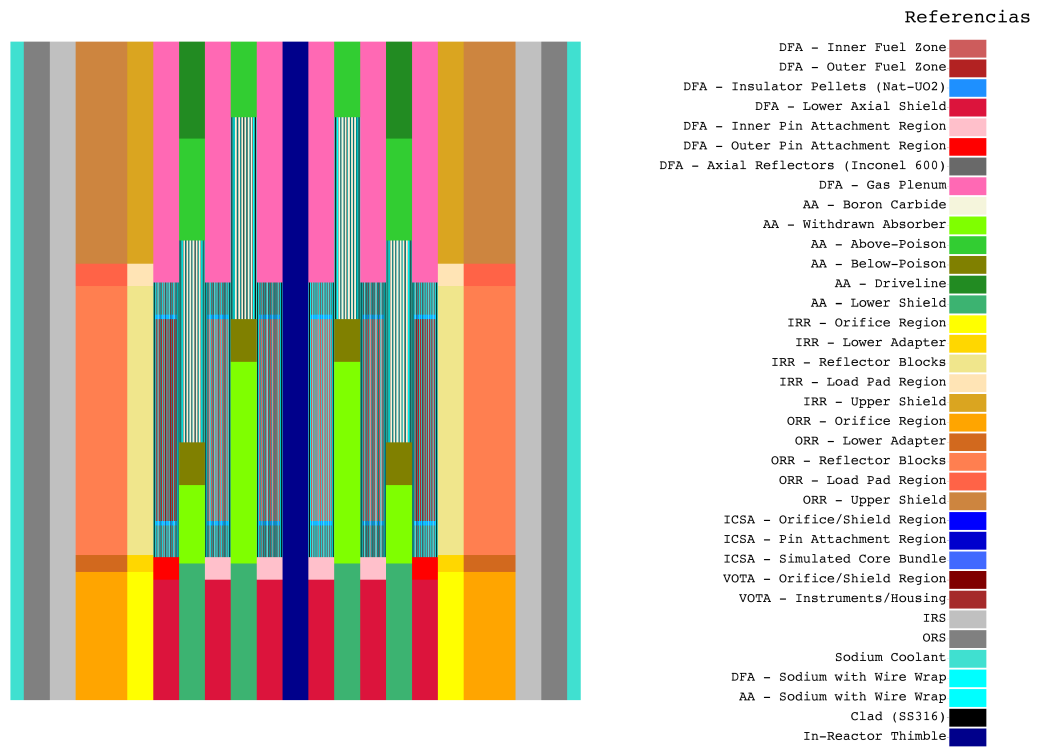
El valor de  $k_{\text{eff}}$  obtenido para el modelo crítico del FFTF se observa en la tabla 4.2, junto con los resultados reportados por el informe del benchmark en la Sección 4 [23].

Benchmark	MCNP5 (ENDF/B-VII.0)	OpenMC (ENDF/B-VII.1)
$k_{\text{eff}} \pm \sigma$	$k_{\text{eff}} \pm \sigma$	$k_{\text{eff}} \pm \sigma$
0,9993±0,0021	1,00310±0,00010	1,00334±0,00007
(C-E)/E [%]	0,38±0,21	0,40±0,21

**Tabla 4.2:** Valores de  $k_{\text{eff}}$  del FFTF.



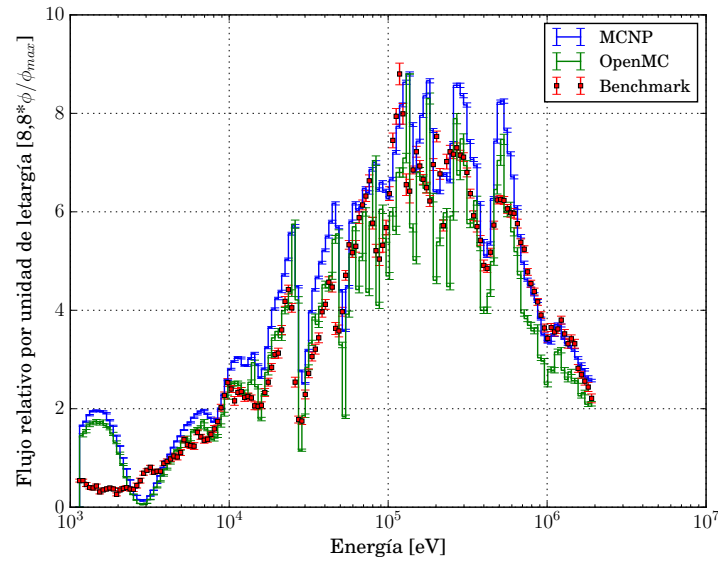
**Figura 4.3:** Geometría del benchmark FFTF: Vista radial,  $z = 0$  cm.



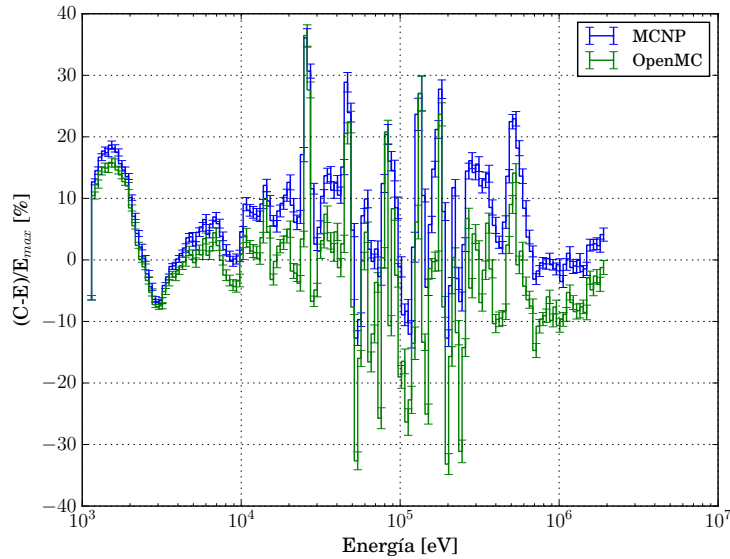
**Figura 4.4:** Geometría del benchmark FFTF: Vista axial.



En las figuras 4.5 y 4.6 se contrastan los espectros relativos por unidad de letargía ( $8,8 * \phi / \phi_{\max}$ , donde el factor de escala 8,8 se encuentra definido arbitrariamente en el benchmark), a 153 grupos de energía, obtenidos mediante *OpenMC* con los obtenidos mediante *MCNP* y experimentalmente. Para calcularlos, se procedió a simular dos detectores, denominados 200 y 201, de acuerdo con lo indicado en el informe del benchmark. En dichos detectores se utilizó la función *tally* del código, donde se contabilizaron los eventos y se discretizó la energía según el esquema de grupos reportado.

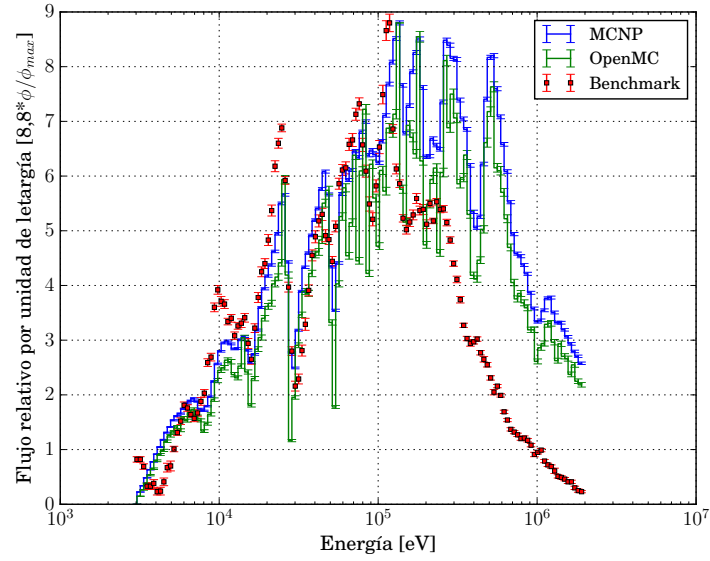


(a) Espectro Detector 200.

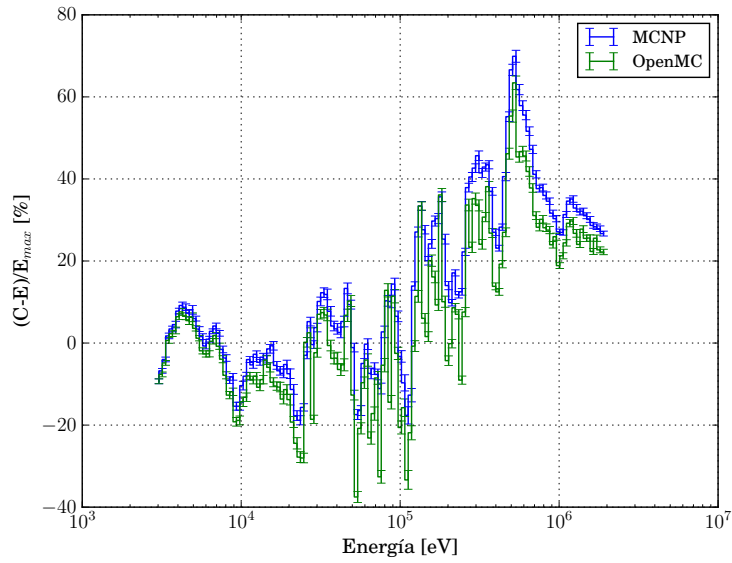


(b) Diferencia relativa Detector 200.

**Figura 4.5:** Flujo relativo por unidad de letargía ( $8,8 * \phi / \phi_{\max}$ ) en función de la energía para el detector 200 ( $z = 167,64$  cm) del benchmark FFTF. En (4.5a) se comparan los valores obtenidos experimentalmente con las simulaciones de MCNP y de OpenMC, mientras que en (4.5b) se observa la diferencia relativa respecto a dichas simulaciones y el valor experimental.



(a) Espectro Detector 201.



(b) Diferencia Relativa Detector 201.

**Figura 4.6:** Flujo relativo por unidad de letargía ( $8,8*\phi/\phi_{\max}$ ) en función de la energía para el detector 201 ( $z = 87,64$  cm) del benchmark FFTF. En (4.6a) se comparan los valores obtenidos experimentalmente con las simulaciones de MCNP y de OpenMC, mientras que en (4.6b) se observa la diferencia relativa respecto a dichas simulaciones y el valor experimental.

De la comparación de los espectros obtenidos, se vislumbra que existen diferencias entre los valores experimentales y los calculados tanto mediante MCNP como con OpenMC, pero los valores de las diferencias relativas son similares entre los códigos, observándose un comportamiento semejante para ambos detectores simulados.

Entre otros cálculos realizados para validar el código, se compararon los cambios de reactividad para distintos casos indicados en el informe del benchmark (ver [23], Sección 3.4.), donde cada uno posee una configuración de barras de control específica. Para ello, resultó necesario calcular el  $\beta_{\text{eff}}$  del reactor, ya que las reactividades reportadas están en dólares (\$). El código OpenMC por default no calcula el  $\beta_{\text{eff}}$ , por lo que se debió realizar una modificación al mismo, de forma que se pueda utilizar la siguiente aproximación [28]:

$$\beta_{\text{eff}} \approx 1 - \frac{k_{\text{prompt}}}{k_{\text{eff}}}$$

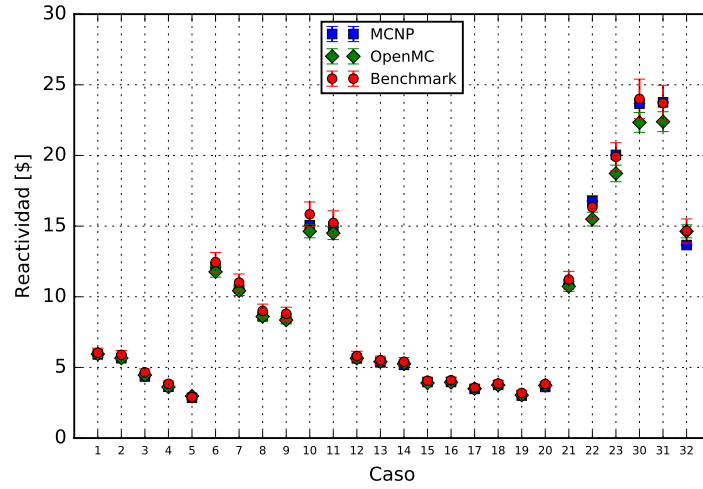
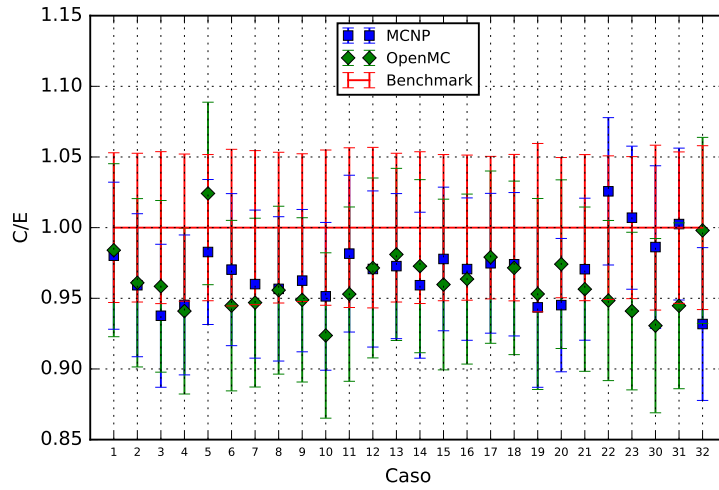
La modificación al código consiste en permitir al usuario calcular el  $k_{\text{eff}}$  teniendo en cuenta solamente los neutrones prompt, y se denomina a este factor de multiplicación ficticio  $k_{\text{prompt}}$ .

El valor obtenido mediante el código OpenMC se encuentra en la tabla 4.3, junto con el valor reportado por el informe del benchmark. Se observa que este último no posee reportada la incerteza.

Benchmark	OpenMC
$\beta_{\text{eff}}$	$\beta_{\text{eff}} \pm \sigma$
0,00318	0,00314 $\pm$ 0,00001

**Tabla 4.3:** Valores de  $\beta_{\text{eff}}$  del FFTF.

En la figura 4.7 se indican los valores de  $\rho$  obtenidos para los diferentes casos de estudio. Se observa que existen algunos valores de reactividad que tienen una diferencia con el valor experimental mayor a  $\pm\sigma$ .

(a)  $\rho$  [\$] para los diferentes casos.

(b) Comparación de C/E para los diferentes casos.

**Figura 4.7:** Valores de  $\rho$  [\$] del FFTF para diferentes posiciones de las barras de control. En (4.7a) se comparan los valores obtenidos mediante OpenMC, MCNP y experimentalmente, y en (4.7b) se observa la comparación de C/E para ambos códigos, permitiendo notar cuáles casos poseen una diferencia con el valor experimental mayor a  $\pm\sigma$ .

### 4.3. Conclusiones parciales

Mediante el modelado de dos benchmarks de reactores rápidos, se validó el código de transporte OpenMC al comparar los valores de  $k_{\text{eff}}$  y los espectros obtenidos con los resultados experimentales o las simulaciones realizadas con otros códigos neutrónicos y otras bibliotecas nucleares.

Este proceso de validación también permitió adquirir un manejo más profundo de la herramienta, considerando que el fin último de este trabajo es modelar el SABR. En particular, en el caso de geometrías sencillas, como ser el ZPR-6/6A, el modelado no presenta mayores dificultades, ya que se suele modelar un único universo compuesto por todas las celdas intervinientes. En el caso del FFTF, la elaboración de las geometrías fue un poco más compleja: por ejemplo, en OpenMC no es posible cargar una misma celda a diferentes universos, pero si es posible cargar un mismo universo a diferentes celdas. Además, se elaboraron lattices tanto de elementos combustibles hexagonales como de disposición de regiones dentro del núcleo.

## Capítulo 5

# Cálculo de la fuente de neutrones del SABR

Partiendo de la ecuación de Grad-Shafranov adimensionalizada (2.7), es posible encontrar soluciones para el flujo poloidal especificando la presión y la corriente como funciones del mismo:

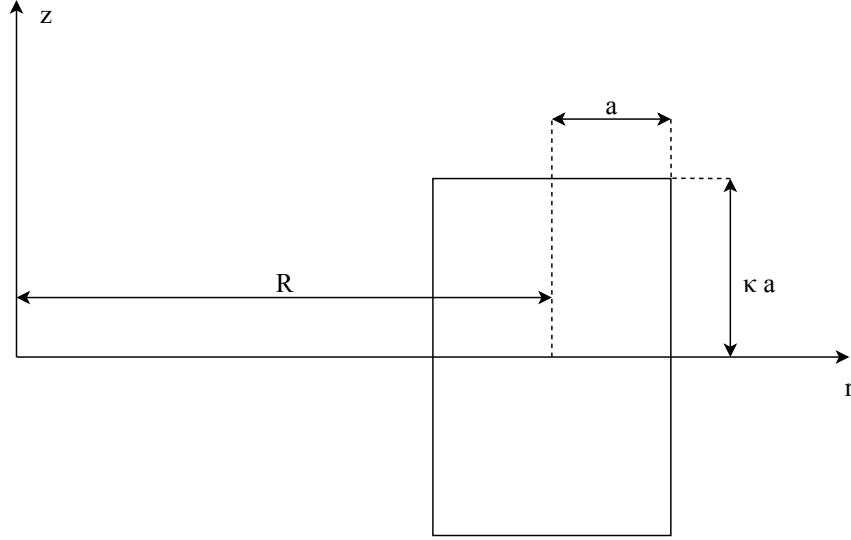
$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -2\pi^2 r^2 \frac{dp(\psi)}{d\psi} - \frac{1}{2} \frac{dI^2(\psi)}{d\psi}, \quad (5.1)$$

donde se suprimió el símbolo  $\hat{\phantom{x}}$  para indicar la adimensionalización de las variables. De acuerdo con las condiciones de borde del problema y a los perfiles de presión y corriente propuestos, dicha solución podrá ser analítica o deberá ser aproximada mediante algún método computacional de resolución de ecuaciones diferenciales.

En este capítulo se compararán diferentes soluciones obtenidas para la ecuación de Grad-Shafranov. Teniendo en cuenta que la región del plasma del SABR funciona como fuente externa de neutrones para la región de combustible físil del mismo, el principal parámetro de comparación entre los modelos estudiados será el valor obtenido de fuente total de neutrones  $S$ , de acuerdo con la ecuación (2.24).

## 5.1. Toroide de sección transversal rectangular

El caso más sencillo para resolver es el de un toroide de radio mayor  $R$  y sección transversal rectangular. El ancho de dicha sección es  $2a$  y su altura es  $2\kappa a$ , donde  $\kappa$  es la elongación del plasma. La figura 5.1 muestra la geometría empleada.



**Figura 5.1:** Dimensiones y cotas de un toroide de sección transversal rectangular.

Si suponemos que el rectángulo externo es un conductor perfecto, sobre esta superficie el flujo deberá ser constante, y es posible elegir que el flujo sea igual a cero considerando que el campo magnético se obtiene derivando el flujo, de modo que no cambia si sumamos una constante. Para poder resolver la ecuación, es necesario proponer alguna dependencia de  $p$  e  $I$  respecto de  $\psi$ . En particular, si se proponen perfiles cuadráticos respecto al flujo poloidal:

$$p(\psi) = p_0 + p_1\psi^2, \quad (5.2)$$

$$I^2(\psi) = I_0^2 + I_1^2\psi^2, \quad (5.3)$$

se obtiene una ecuación en derivadas parciales cuya solución puede obtenerse mediante el método de separación de variables:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -4\pi^2 r^2 p_1 \psi - I_1^2 \psi, \quad (5.4)$$

con condiciones de contorno:

$$\begin{aligned}\psi(R - a, z) &= 0, \\ \psi(R + a, z) &= 0, \\ \psi(r, \kappa a) &= 0, \\ \psi(r, -\kappa a) &= 0.\end{aligned}\tag{5.5}$$

La solución general del flujo tendrá la forma:

$$\psi(r, z) = \sum_{n=0}^{\infty} (a_n F(\eta_n, x) + b_n G(\eta_n, x)) \cos(k_n z),\tag{5.6}$$

donde:

- $k_n = \frac{(2n+1)\pi}{2\kappa a}$  se obtiene de imponer que  $\psi(r, -\kappa a) = \psi(r, \kappa a) = 0$ ,
- $x = \pi\sqrt{p_1}r^2$ ,
- $\eta_n = \frac{k_n^2 - I_1^2}{8\pi\sqrt{p_1}}$ ,
- $F(\eta_n, x)$  y  $G(\eta_n, x)$  son las funciones de onda de Coulomb.

Si bien las funciones de Coulomb son bastante complicadas, se transforman en senos y cosenos cuando el parámetro  $\eta$  es cero. Por lo tanto, considerando solamente el modo fundamental ( $n = 0$ ), y limitándonos al caso  $\eta = 0$ , obtenemos soluciones de la forma:

$$\psi(r, z) = (c_1 \sin(x) + c_2 \cos(x)) \cos(kz),\tag{5.7}$$

con  $k = \pi/(2\kappa a)$  y  $k^2 = I_1^2$ .

Luego, al imponer que  $\psi(R - a) = \psi(R + a) = 0$ , se obtiene que:

$$c_2 = -c_1 \tan(\pi\sqrt{p_1}(R - a)^2) = -c_1 \tan(\pi\sqrt{p_1}(R + a)^2),\tag{5.8}$$

$$\pi\sqrt{p_1}(R - a)^2 = \pi\sqrt{p_1}(R + a)^2 + m\pi,\tag{5.9}$$

de donde se observa que, si  $m = 1$ :

$$p_1 = \frac{1}{(4Ra)^2}.\tag{5.10}$$

De esta forma, la expresión para el flujo poloidal resulta:

$$\psi(r, z) = c_1 \left( \sin(\pi\sqrt{p_1}r^2) - \tan(\pi\sqrt{p_1}(R + a)^2) \cos(\pi\sqrt{p_1}r^2) \right) \cos\left(\frac{\pi z}{2\kappa a}\right).\tag{5.11}$$



Aún queda sin determinar la constante  $c_1$ . Para hacerlo, se puede fijar la corriente toroidal, o corriente del plasma,  $I_{pl}$ . Nótese que, hasta ahora, solo se han utilizado condiciones de contorno relacionadas con la geometría del plasma, y no se tuvieron en cuenta los parámetros de operación del SABR. La corriente del plasma puede calcularse a partir de:

$$\Delta^* \psi = -2\pi r J_{pl}. \quad (5.12)$$

Considerando que  $c_1$  es una constante multiplicativa de  $\psi$ , es posible aplicar el operador de Grad-Shafranov a la solución parcial obtenida y despejar  $c_1$ :

$$c_1 = \frac{-2\pi I_{pl}}{\int_{R-a}^{R+a} \frac{dr}{r} \int_{-\kappa a}^{\kappa a} dz \Delta^* \left( \frac{\psi}{c_1} \right)}. \quad (5.13)$$

Finalmente, queda completamente definido el flujo poloidal para un toroide de sección transversal rectangular, y tanto la distribución espacial de la fuente de neutrones  $s(r, z)$  como la fuente total  $S$  resultan de utilizar las ecuaciones (2.23) y (2.24) respectivamente. Utilizando la expresión de la presión en función de  $\psi$  obtenemos:

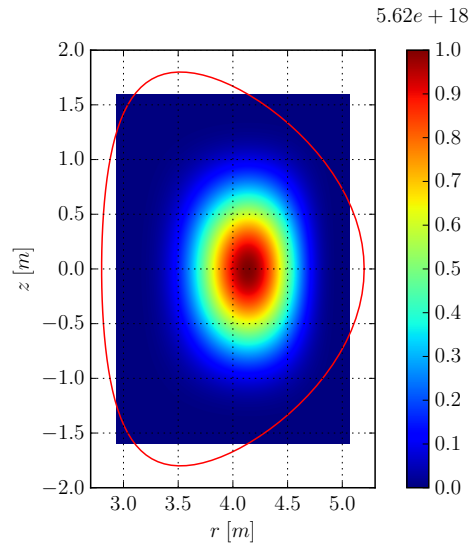
$$s(r, z) = \frac{\vartheta}{16} p^2(r, z) = \frac{\vartheta}{16} p_1^2 \psi^4, \quad (5.14)$$

$$S = \langle s(r, z) \rangle = \frac{\vartheta p_1^2}{16} \int_V \psi^4(r, z) dV. \quad (5.15)$$

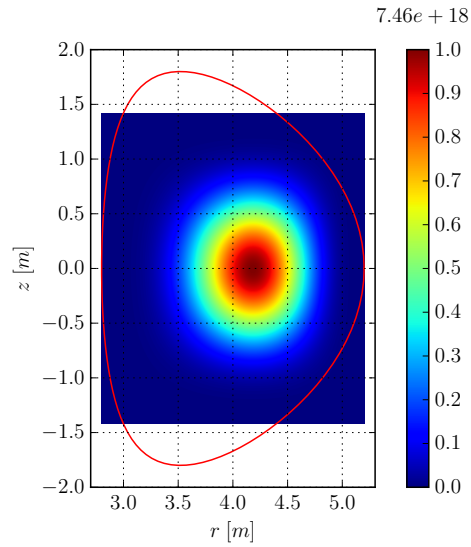
Teniendo en cuenta que la solución del flujo poloidal es función de  $a$ ,  $\kappa$ ,  $R$  e  $I_{pl}$ , se modificaron dichos parámetros para observar la variación del valor de  $S$  obtenido. Se analizaron 3 casos con diferentes parámetros geométricos:

1. Misma área que el SABR, misma elongación  $\kappa$ , diferente radio menor  $a$ ;
2. Misma área que el SABR, mismo radio menor  $a$ , diferente elongación  $\kappa$ ;
3. Diferente área que el SABR, mismo radio menor  $a$ , misma elongación  $\kappa$ .

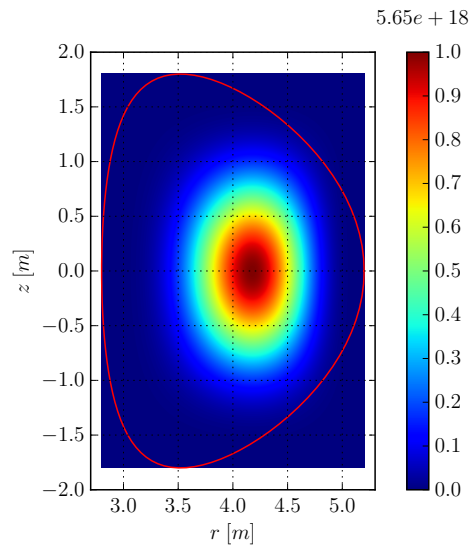
Para estos casos, se procedió a analizar la variación de los valores de  $\beta$  y  $S$  para los valores de corriente del plasma de 8, 10 y 12 MA. En la figura 5.2 se observa la distribución espacial de la fuente de neutrones para las diferentes secciones transversales estudiadas, con una corriente del plasma de 10 MA.



(a) Caso 1, misma área y elongación que el SABR.



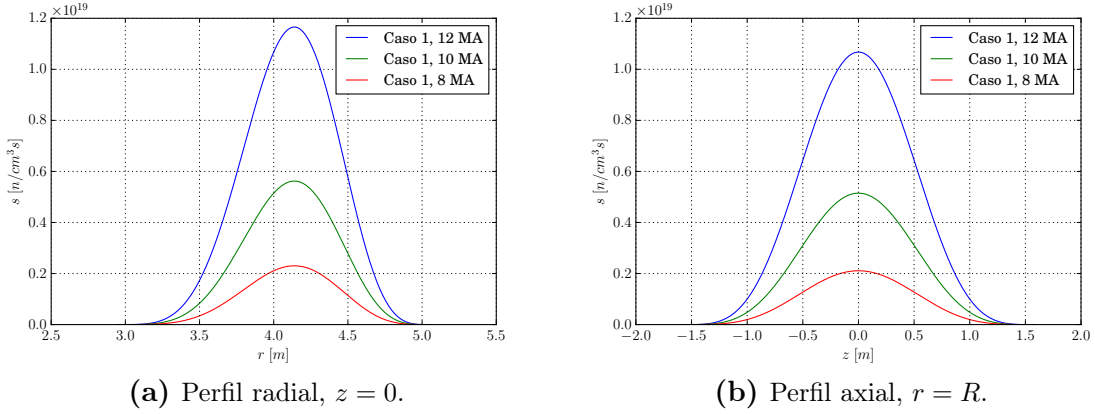
(b) Caso 2, misma área y radio menor que el SABR.



(c) Caso 3, mismo radio menor y misma elongación que el SABR.

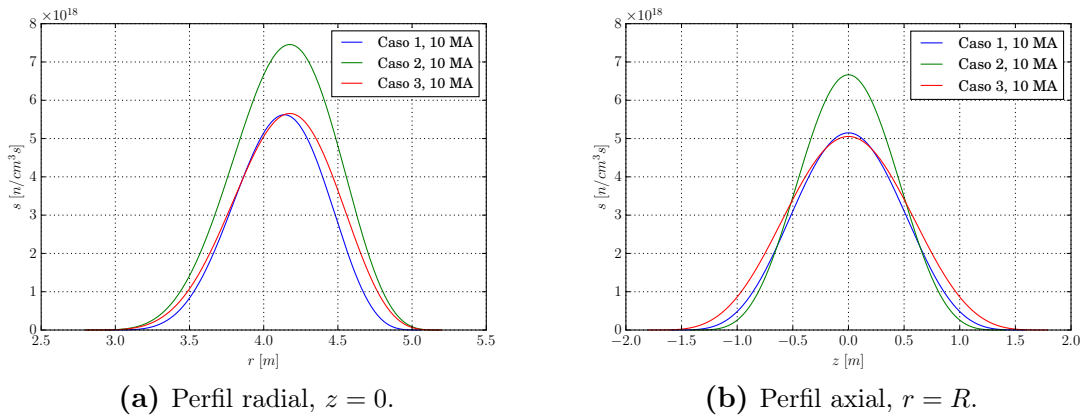
**Figura 5.2:** Distribución espacial de la fuente de neutrones para diferentes parámetros geométricos.  $I_{pl} = 10MA$ .

En las figuras 5.3a y 5.3b se observan los perfiles radiales de  $s(r, z)$  sobre el eje  $z = 0$  y los perfiles axiales sobre el eje  $r = R$  para el caso 1 y diferentes corrientes del plasma, respectivamente. Considerando las ecuaciones (5.2), (5.11), (5.13) y (2.23), se observa que la intensidad de la fuente de neutrones es proporcional a  $c_1^4$ , y que dicha constante es, a su vez, proporcional a  $I_{pl}$ . Por lo tanto, se verifica una fuerte dependencia del valor máximo de la intensidad de fuente de neutrones respecto de la corriente del plasma.



**Figura 5.3:** Distribución radial y axial de la fuente de neutrones para el caso 1 y diferentes corrientes poloidales.

Al mantener la corriente del plasma constante y variar la sección transversal, el perfil radial de  $s(r, z)$  no varía significativamente, como se observa en las figuras 5.4a y 5.4b. Considerando que en la ecuación (5.13) la corriente del plasma se encuentra dividida por una integral de área, se evidencia que el valor máximo de la fuente en el caso 2 es mayor que en los casos 1 y 3, lo que se debe a su dominio más acotado en  $z$ .



**Figura 5.4:** Distribución radial y axial de la fuente de neutrones para los diferentes casos estudiados y 10 MA.

En la Tabla 5.1 se comparan los valores de  $\beta$  y  $S$  para diferentes parámetros geométricos y corrientes del plasma. Se puede apreciar que los valores obtenidos para los casos 2 y 3 son los que más se acercan a los parámetros del SABR. En particular,

vemos que pese a tener los mismos radios mayor y menor, y una mayor elongación en el caso 3, la fuente es ligeramente inferior a la del caso 2. Esto se debe a que la condición de corriente del plasma constante obliga a reducir la densidad de corriente y el  $\beta$  al aumentar el área de la sección transversal. Como la intensidad de la fuente es proporcional a  $\beta^2$ , la reducción del  $\beta$  prima por sobre el aumento de volumen.

	SABR	Caso 1			Caso 2	Caso 3
$R$ [m]	4,00	4,00	4,00	4,00	4,00	4,00
$a$ [m]	1,20	1,06	1,06	1,06	1,20	1,20
$\kappa$	1,50	1,50	1,50	1,50	1,18	1,50
$I_{pl}$ [MA]	10	8	10	12	10	10
Área [m <sup>2</sup> ]	6,64	6,79	6,79	6,79	6,79	8,64
$\beta$ [%]	3,20	1,86	2,90	4,18	3,34	2,91
$S$ [n/s]	1,80e20	0,55e20	1,35e20	2,80e20	1,79e20	1,73e20

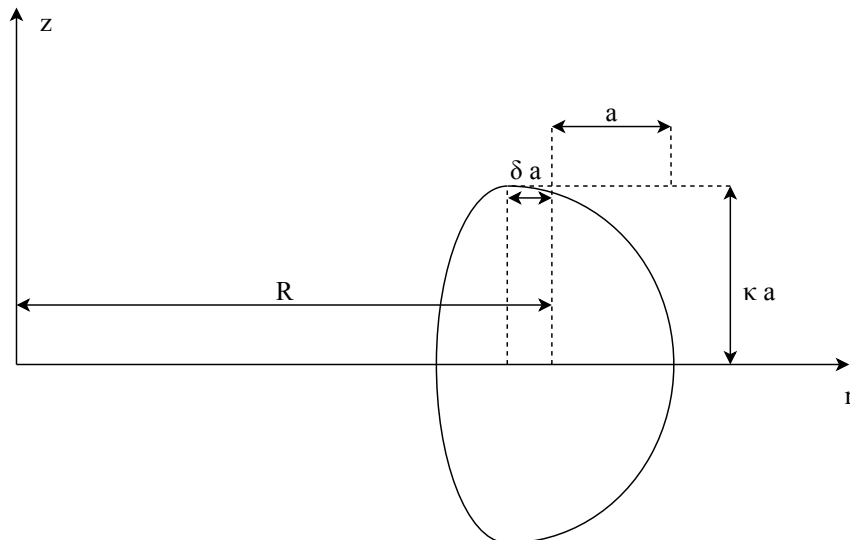
**Tabla 5.1:** Variación de  $\beta$  y  $S$  para diferentes secciones transversales y corrientes del plasma.

## 5.2. Toroide de sección transversal tipo D

El siguiente caso de estudio es el de un toroide de sección transversal tipo D, similar a la del SABR, como se ejemplifica en la figura 5.5. La forma funcional del borde es:

$$\begin{aligned} r(\theta) &= R + a \cos(\theta + \arcsin(\delta) \sin(\theta)), \\ z(\theta) &= \kappa a \sin(\theta), \end{aligned} \quad (5.16)$$

donde  $\delta$  es la distancia radial del centro geométrico de la sección transversal al punto de mayor altura, y se denomina triangularidad.



**Figura 5.5:** Dimensiones y cotas de un plasma de sección transversal tipo D.

De acuerdo con el desarrollo llevado a cabo por Zheng [29], y observando la continuación realizada por Cerfon y Freidberg [30], es posible proponer las siguientes funciones para los perfiles de presión y corriente:

$$p(\psi) = p_0 + p_1\psi, \quad (5.17)$$

$$I^2(\psi) = I_0^2 + I_1^2\psi. \quad (5.18)$$

Estos perfiles son conocidos también como tipo Solov'ev, y no permiten emplear separación de variables para resolver la ecuación de Grad-Shafranov. Sin embargo, la solución puede escribirse como suma de una solución homogénea y una solución particular:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = -2\pi^2 r^2 p_1 - \frac{1}{2}I_1^2 = A_1 r^2 + A_2. \quad (5.19)$$

La solución propuesta por Zheng es:

$$\begin{aligned} \psi(r, z) = & A_1 \frac{r^4}{8} + A_2 \frac{z^2}{2} \\ & + c_1\psi_1 + c_2\psi_2 + c_3\psi_3 + c_4\psi_4 + c_5\psi_5 + c_6\psi_6 + c_7\psi_7, \end{aligned} \quad (5.20)$$

donde  $A_1 = -2\pi^2 p_1$ ,  $A_2 = -I_1^2/2$ , y:

$$\begin{aligned} \psi_1 &= 1, \\ \psi_2 &= r^2, \\ \psi_3 &= z^2 - r^2 \log(r), \\ \psi_4 &= r^4 - 4r^2 z^2, \\ \psi_5 &= 2z^4 - 9z^2 r^2 + 3r^4 \log(r) - 12r^2 z^2 \log(r), \\ \psi_6 &= r^6 - 12r^4 z^2 + 8r^2 z^4, \\ \psi_7 &= 8z^6 - 140z^4 r^2 + 75z^2 r^4 - 15r^6 \log(r) + 180r^4 z^2 \log(r) - 120r^2 z^4 \log(x). \end{aligned} \quad (5.21)$$

Los valores de las constantes  $c_i, i = 1, \dots, 7$  se obtienen de imponer que el flujo sea cero en los extremos de la sección transversal, y que la curvatura en dichos puntos sea igual a la de la curva de la ecuación (5.16). Ello implica las siguientes condiciones de borde:

$$\begin{aligned}
\psi(R - a, 0) &= 0, \\
\psi(R + a, 0) &= 0, \\
\psi(R - \delta a, \kappa a) &= 0, \\
\psi_r(R - \delta a, \kappa a) &= 0, \\
\psi_{zz}(R - a, 0) &= \frac{(1 + \arcsin(\delta))^2}{a\kappa^2} \psi_r(R - a, 0), \\
\psi_{zz}(R + a, 0) &= -\frac{(1 - \arcsin(\delta))^2}{a\kappa^2} \psi_r(R + a, 0), \\
\psi_{rr}(R - \delta a, \kappa a) &= \frac{\kappa}{a \cos^2(\arcsin(\delta))} \psi_z(R - \delta a, \kappa a).
\end{aligned} \tag{5.22}$$

Al igual que en el caso de la sección transversal rectangular, una de las constantes restantes se calcula a partir de la ecuación (5.12), al fijar la corriente del plasma, mientras que la otra puede calcularse fijando el valor de  $\beta$  o  $S$ , por ejemplo. En este caso, las expresiones para  $s(r, z)$  y  $S$  a partir de las ecuaciones (2.23) y (2.24) son:

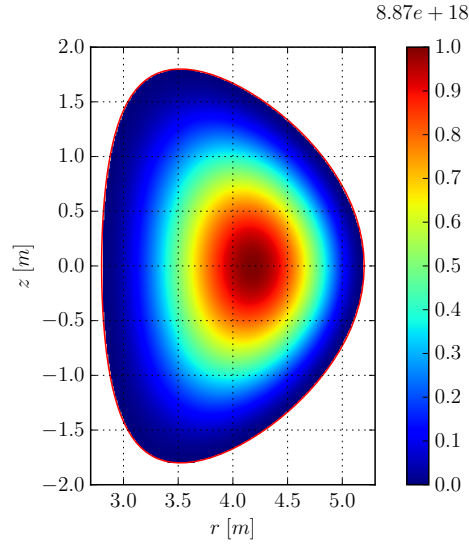
$$s(r, z) = \frac{\vartheta}{16} p^2(r, z) = \frac{\vartheta}{16} p_1^2 \psi^2, \tag{5.23}$$

$$S = \frac{\vartheta p_1^2}{16} \int_V \psi^2(r, z) dV. \tag{5.24}$$

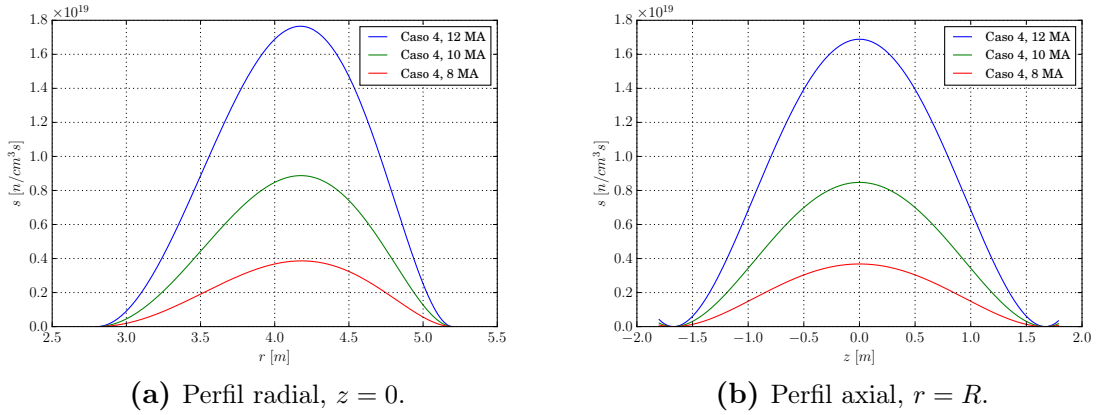
Cerfon y Freidberg asumen que  $A_1 + A_2 = 1$ , por lo que  $s(r, z)$  queda completamente definido al fijar la corriente del plasma. Nuevamente, con el fin de estudiar la variación de  $S$ , se analizaron los siguientes casos:

4. Propuesta de Cerfon y Freidberg,  $A_1 + A_2 = 1$ , ajustando  $I_{pl}$ ;
5. Propuesta de Zheng,  $A_1 + A_2 \neq 1$ , ajustando  $I_{pl}$  y  $\beta$  o  $S$ .

En la figura 5.6 se puede observar la distribución espacial de fuente de neutrones para el caso 4 con una corriente del plasma de 10 MA, mientras que en la figura 5.7 se aprecian los perfiles radiales y axiales de  $s(r, z)$  para diferentes valores de corriente del plasma.



**Figura 5.6:** Fuente de neutrones para la sección transversal tipo D en el caso 4.  $I_{pl} = 10MA$ .



**Figura 5.7:** Distribución radial y axial de la fuente de neutrones para el caso 4 y diferentes corrientes del plasma.

En la tabla 5.2 se contrastan los valores de  $\beta$  y  $S$  obtenidos para el caso 4.

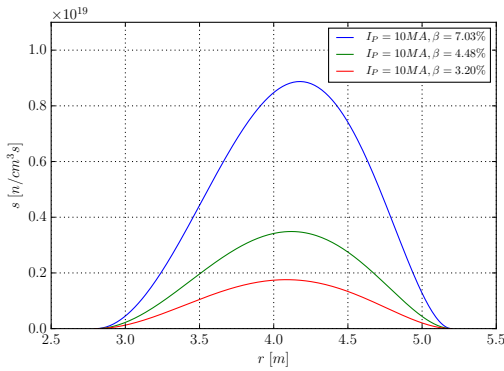
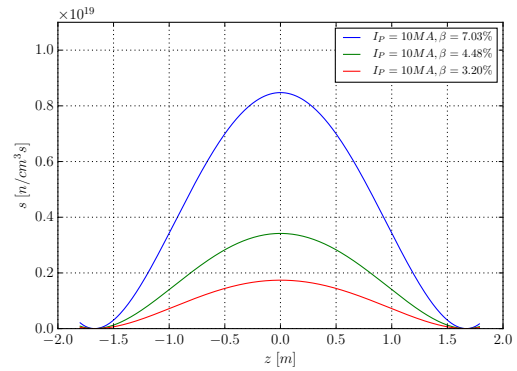
	SABR	Caso 4		
$I_{pl}$ [MA]	10	8	10	12
$\beta$ [%]	3,20	4,63	7,03	9,92
$S$ [n/s]	1,80e20	1,97e20	4,54e20	9,05e20

**Tabla 5.2:** Variación de  $\beta$  y  $S$  para diferentes corrientes del plasma en el caso 4.

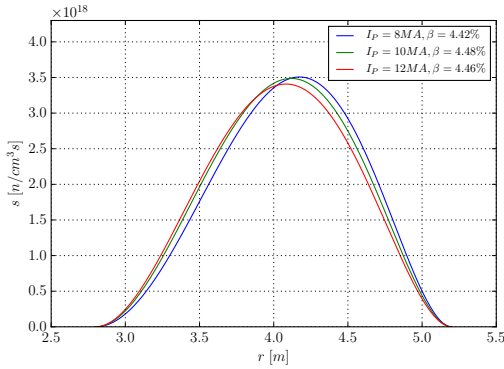
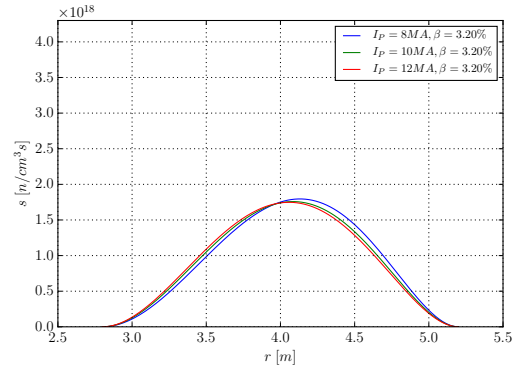
Se observa que tanto el valor de  $\beta$  como el de  $S$  son mayores respecto de los valores obtenidos para el plasma con sección transversal rectangular para una misma corriente del plasma. Ello puede atribuirse, en primer lugar, a que la presión ahora es lineal respecto al flujo poloidal, lo que hace que la fuente sea más uniforme sobre todo el dominio, a diferencia del caso con sección transversal rectangular, donde la presión es

proporcional al cuadrado de  $\psi$  y presenta un mayor valor en el centro. En segundo lugar, la imposición de  $A_1 + A_2 = 1$  restringe un grado de libertad del problema, lo que impide ajustar correctamente los demás parámetros del plasma.

Por lo tanto, en el caso 5 se procedió a variar tanto  $I_{pl}$  como  $\beta$  a fin de obtener el valor de  $S$  o  $\beta$  del SABR. En la figura 5.8 se observan los perfiles de fuente de neutrones en las direcciones radial y axial para una corriente del plasma de 10 MA y diferentes valores de  $\beta$ , mientras que en las figuras 5.9a y 5.9b se comparan los perfiles para diferentes valores de  $I_{pl}$  si se ajusta  $S = 1,8e20$  n/s o  $\beta = 3,20\%$ , respectivamente. Los resultados obtenidos para dichas variaciones se resumen en la Tabla 5.3.

(a) Perfil radial,  $z = 0$ .(b) Perfil axial,  $r = R$ .

**Figura 5.8:** Distribución radial y axial de la fuente de neutrones para el caso 5, con  $I_{pl} = 10MA$  y diferentes valores de  $\beta$ .

(a) Perfil radial,  $z = 0$ .  $S = 1,80e20$ .(b) Perfil radial,  $z = 0$ .  $\beta = 3,2\%$ .

**Figura 5.9:** Distribución radial de la fuente de neutrones para el caso 5 con diferentes valores de corriente del plasma.



	SABR	Caso 5					
$I_{pl}$ [MA]	10	8	8	10	10	12	12
$\beta$ [%]	3,20	4,42	3,20	4,48	3,20	4,46	3,20
$S$ [n/s]	1,80e20	1,80e20	0,94e20	1,83e20	0,93e20	1,80e20	0,93e20

**Tabla 5.3:** Variación de  $S$  para diferentes valores de  $I_{pl}$  y  $\beta$  en el caso 5.

Se puede apreciar que, en caso de ajustar  $\beta = 3,2\%$ , el valor de  $S$  es aproximadamente la mitad del valor del SABR, mientras que fijando el valor de  $S$  se obtiene un valor de  $\beta$  un 40 % mayor que el esperado. Se concluye, entonces, que no es posible ajustar razonablemente todos los parámetros del plasma del SABR mediante un perfil de flujo tipo Solov'ev en la sección transversal tipo D, ya que existe una relación de compromiso entre la elección de los valores de  $I_{pl}$ ,  $\beta$  y  $S$ . Sin embargo, para el caso 5 es posible obtener valores de  $\beta$  menores que para el caso 4 para una dada corriente del plasma, gracias a la posibilidad de ajustar las dos constantes  $A_1$  y  $A_2$  que forman parte de la solución del flujo.

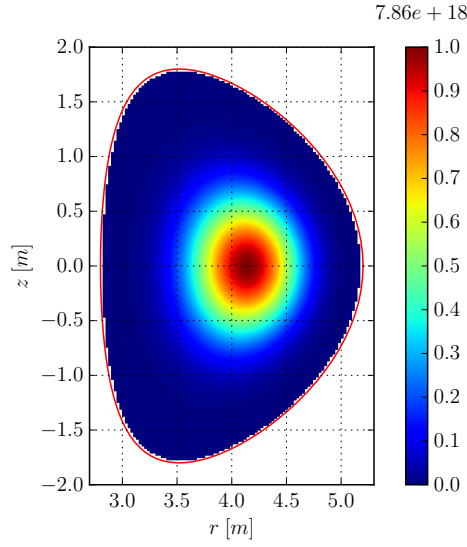
### 5.3. Simulación numérica

En el caso de la sección transversal tipo D, es posible proponer las mismas dependencias de la presión y la corriente poloidal respecto del flujo que las empleadas para la sección transversal rectangular y resolver la ecuación de Grad-Shafranov numéricamente. La Sección Fusión Nuclear y Física de Plasmas del CAB cuenta con un código desarrollado por el Dr. Pablo García que permite calcular el flujo poloidal a partir de las condiciones geométricas y los parámetros del plasma.

En la Tabla 5.4 se comparan los valores obtenidos con los del SABR, y en la figura 5.10 se observa el flujo neutrónico numérico obtenido mediante el código mencionado.

	SABR	Solución numérica
$I_{pl}$ [MA]	10	10
$\beta$ [%]	3,20	3,35
$S$ [n/s]	1,80e20	1,80e20

**Tabla 5.4:** Comparación de  $\beta$  y  $S$  entre los valores del SABR y los obtenidos mediante el código numérico.



**Figura 5.10:** Fuente de neutrones para la sección transversal tipo D, obtenida mediante el código numérico de resolución de la ecuación de Grad-Shafranov.  $I_{pl} = 10\text{MA}$ .

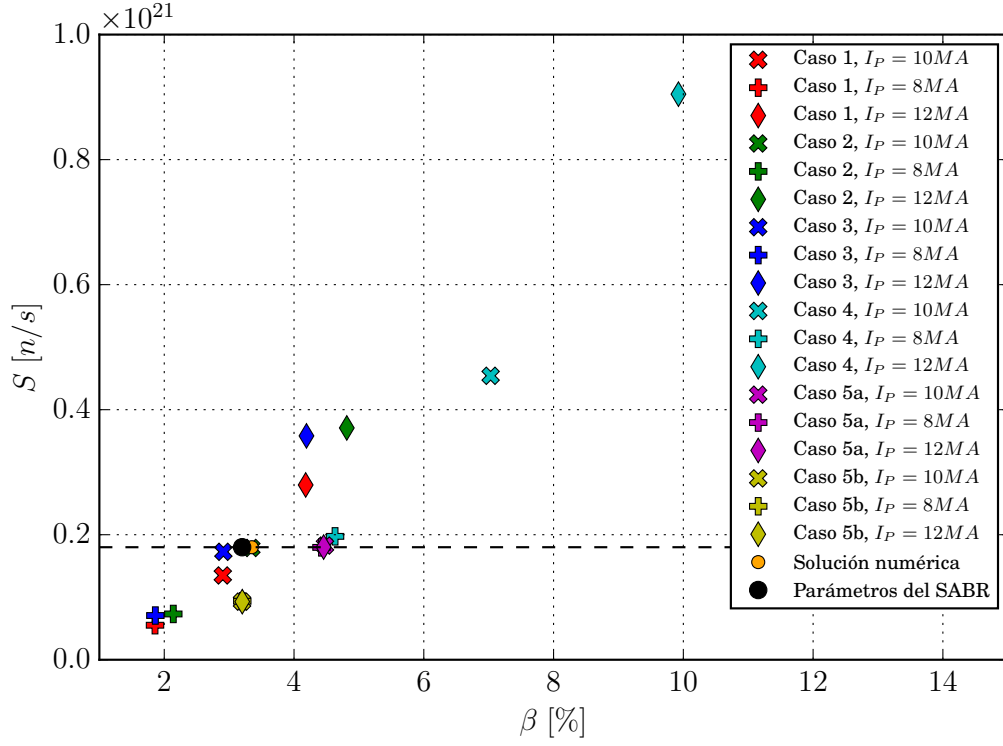
## 5.4. Comparación de los perfiles obtenidos

Teniendo en cuenta que el valor de mayor importancia a la hora de comparar los resultados obtenidos es la fuente total de neutrones, en la figura 5.11 se procede a comparar los valores de  $S$  en función de  $\beta$  para los casos de estudio mencionados en las secciones anteriores, con su correspondiente variación en la corriente del plasma. En particular, los casos 5a y 5b se corresponden con la solución propuesta por Zheng ajustando  $S = 1,8e20 \text{ n/s}$  o  $\beta = 3,20\%$  respectivamente.

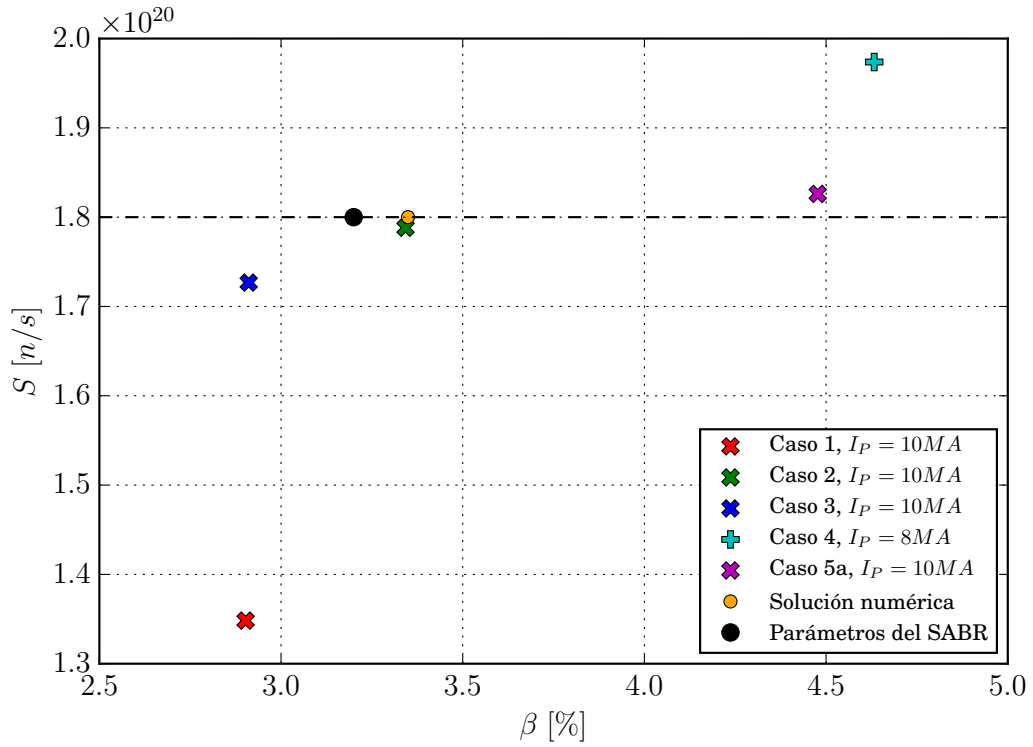
Del análisis de este gráfico, se concluye que los siguientes casos son los que reproducen con mayor exactitud los valores reportados del SABR:

- Caso 1,  $I_{pl} = 10 \text{ MA}$ ,  $\beta = 2,90\%$ ,  $S = 1,35e20 \text{ n/s}$ ;
- Caso 2,  $I_{pl} = 10 \text{ MA}$ ,  $\beta = 3,34\%$ ,  $S = 1,79e20 \text{ n/s}$ ;
- Caso 3,  $I_{pl} = 10 \text{ MA}$ ,  $\beta = 2,91\%$ ,  $S = 1,73e20 \text{ n/s}$ ;
- Caso 4,  $I_{pl} = 8 \text{ MA}$ ,  $\beta = 4,63\%$ ,  $S = 1,97e20 \text{ n/s}$ ;
- Caso 5a,  $I_{pl} = 10 \text{ MA}$ ,  $\beta = 4,48\%$ ,  $S = 1,83e20 \text{ n/s}$ ;
- Solución numérica,  $I_{pl} = 10 \text{ MA}$ ,  $\beta = 3,35\%$ ,  $S = 1,80e20 \text{ n/s}$ .

La comparación de los perfiles radiales de la distribución de la fuente para estos casos se observa en la figura 6.4.

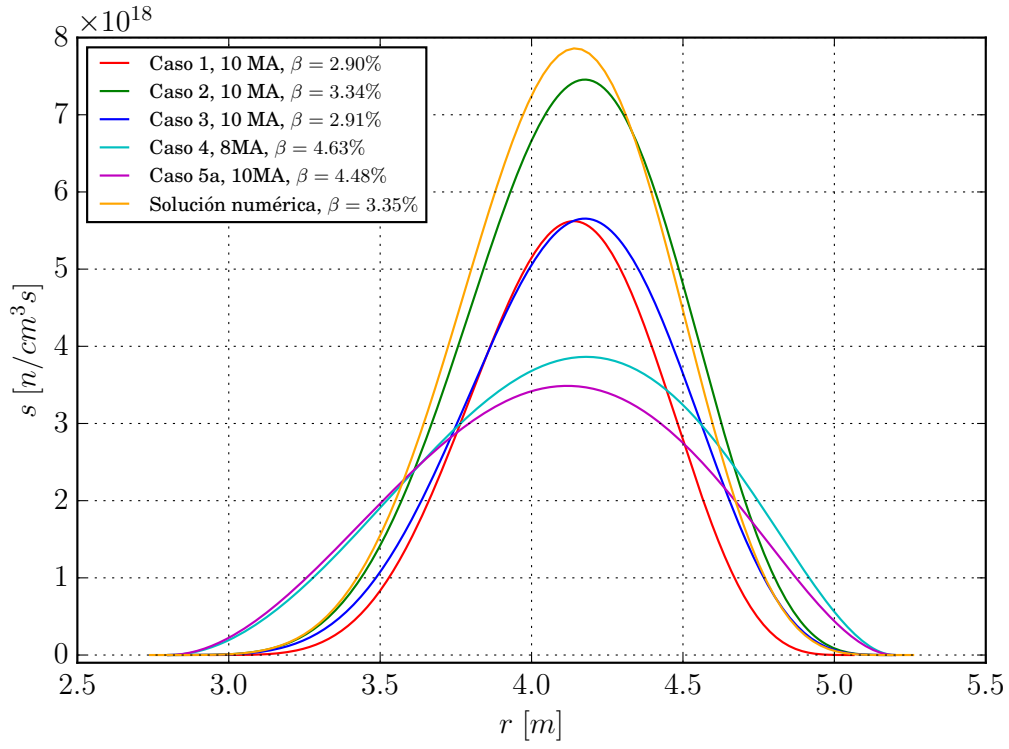
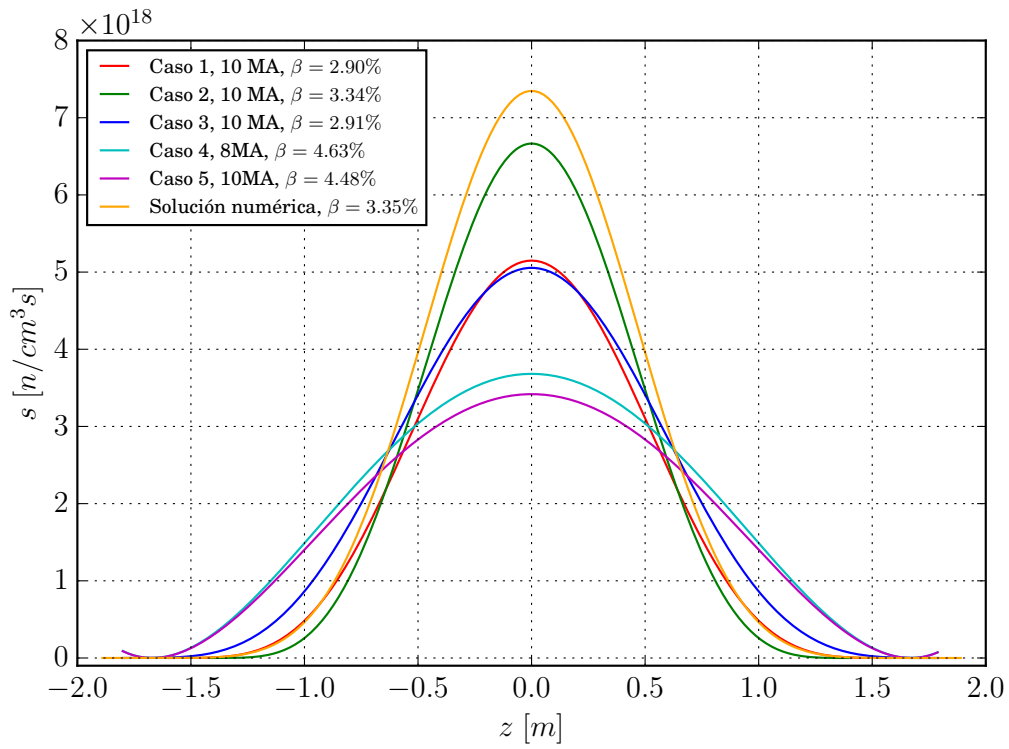


(a) Todos los casos estudiados.



(b) Casos cuyos resultados obtenidos son cercanos a los parámetros del SABR.

**Figura 5.11:** Comparación de los valores de  $S$  obtenidos en función del  $\beta$  del plasma.

(a) Perfil radial,  $z = 0$ .(b) Perfil axial,  $r = R$ .**Figura 5.12:** Comparación de diferentes perfiles radiales de fuente de neutrones.

## 5.5. Conclusiones parciales

Con el fin de simular la fuente de neutrones del SABR debido a las reacciones de fusión, se resolvió la ecuación de Grad-Shafranov en forma analítica y numérica, para dos tipos de perfiles de presión y corriente.

En el caso del perfil cuadrático con  $\psi$ , se observa que existe una mayor intensidad de fuente en el centro del plasma, y es posible ajustar los parámetros del SABR aproximando la sección transversal a un rectángulo. Para obtener el flujo poloidal cuando el plasma posee una sección transversal tipo D, se debe emplear algún método computacional, ya que la solución analítica por separación de variables es mucho más compleja debido a las condiciones de contorno.

Notamos que tanto la solución analítica del caso 2 como la numérica presentan un excelente acuerdo con los valores propuestos para el SABR.

Si se asume que los perfiles de presión y corriente son del tipo Solov'ev, a la hora de ajustar los parámetros del plasma existe una relación de compromiso entre  $S$ ,  $I_{pl}$  y  $\beta$ , ya que no es posible obtener en simultaneo los parámetros deseados. En particular, si se asume que existe una relación funcional entre las constantes multiplicativas de la solución, se pierde un grado de libertad en el problema, lo que conlleva a obtener valores de  $\beta$  y  $S$  mayores a los obtenidos para la sección transversal rectangular a una dada  $I_{pl}$ . Por otro lado, si no se asume ninguna relación funcional entre las constantes mencionadas, es posible obtener valores de  $\beta$  menores, y así ajustar en paralelo la fuente de neutrones total sin cambiar el valor de  $I_{pl}$ .

La figura 5.12 muestra que la distribución radial de la fuente de neutrones es más uniforme en el centro en el caso del perfil tipo Solov'ev. Para los casos elegidos en la sección anterior, la fuente de neutrones difiere en menos de un 25 % respecto al valor del SABR. Resulta de interés, entonces, estudiar la sensibilidad del reactor híbrido ante la variación en la distribución espacial de la fuente de neutrones para un dado valor de  $S$ . Asumiendo que la distribución energética de los mismos es una delta de 14,1 MeV, es posible muestrear las distribuciones espacial, energética y direccional de la fuente en los casos seleccionados para luego utilizarla como input en el modelo neutrónico del SABR, como se verá en el siguiente capítulo.

## Capítulo 6

# Cálculo neutrónico del SABR

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos, luego de modelar la geometría y las composiciones de las regiones del SABR en el capítulo 3, validar el código neutrónico en el capítulo 4, y determinar la distribución de la fuente externa de neutrones debida a las reacciones de fusión en el capítulo 5. Se describe también el método utilizado para muestrear la fuente de neutrones externa a la región físil.

Partiendo de los casos seleccionados al final del capítulo anterior, y de acuerdo con lo indicado en [19], la fuente total de neutrones de  $1,8e20$  n/s corresponde a la potencia máxima de fusión, 500 MW. Considerando la ecuación (2.28), es posible ajustar  $S$  para obtener el valor de potencia de fisión deseado, ya que la potencia de fusión podrá ir ajustándose en la medida que desaparezca material físil y se desee mantener la potencia de fisión fija.

Los eventos contabilizados por los tallies de OpenMC se encuentran normalizados por neutrón de fuente, por lo que procederá a ajustar el valor de fuente total de neutrones para obtener 3000 MW de fisión para los diferentes casos mencionados.

## 6.1. Muestreo de fuente

Cuando se ejecuta el código en el modo de cálculo de fuente fija, es posible generar un archivo con el muestreo de la fuente. Este archivo posee información correspondiente a la posición, la dirección y la energía de los neutrones de fuente externa, entre otras. Resulta necesario, entonces, muestrear las fuentes determinadas en el capítulo anterior para poder simular el acoplamiento neutrónico del SABR.

### 6.1.1. Distribución espacial

Como se vio anteriormente, la fuente de neutrones dentro del plasma puede describirse como una distribución tridimensional. Debido a la geometría del modelo, resulta conveniente trabajar en coordenadas cilíndricas, donde la fuente puede escribirse como una función de  $r$  y  $z$  debido a la simetría en  $\theta$ . La función de densidad de probabilidad correspondiente tendrá la siguiente forma:

$$f(r, \theta, z) dV = s(r, z) 2\pi r dr dz d\theta \quad (6.1)$$

El objetivo del muestreo consiste en obtener un valor de coordenada  $\xi_x$  a partir del sorteo de una variable uniformemente distribuida  $\gamma_x$ , teniendo en cuenta las funciones de densidad de probabilidad  $f(x)$  y de distribución acumulada  $F(x)$ . Para muestrear la distribución de fuente de neutrones  $s(r, z)$ , se propone utilizar el método detallado en [31].

#### Coordenada $\theta$

Para sortear el ángulo  $\theta$ , sabiendo que el modelo tiene simetría de revolución, se tiene la siguiente función de densidad de probabilidad:

$$f(\theta) = \frac{1}{2\pi},$$

$$\int_0^{2\pi} f(\theta) d\theta = 1.$$

La función de distribución acumulada resulta:

$$F(\xi_\theta) = \int_0^{\xi_\theta} f(\theta) d\theta = \frac{\xi_\theta}{2\pi},$$

donde  $\xi_\theta$  representa la coordenada  $\theta$  sorteada. Igualando la función de distribución acumulada a una variable aleatoria uniformemente distribuida  $\gamma_\theta$  se obtiene:

$$\gamma_\theta = F(\xi_\theta) = \frac{\xi_\theta}{2\pi},$$

$$\xi_\theta = F^{-1}(\gamma_\theta) = 2\pi\gamma_\theta.$$

### Coordenada $r$

Considerando que las densidades de probabilidad de  $r$  y  $z$  no son necesariamente independientes, se propone condensar en primer lugar las distribuciones en  $z$  en una única distribución en  $r$ . Esto es:

$$A = \left[ \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} r s(r, z) dz dr \right]^{-1},$$

$$g(r) = A \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} s(r, z) dz.$$

En este caso la función de distribución acumulada es:

$$G(\xi_r) = \int_{r_{\min}}^{\xi_r} r g(r) dr.$$

Para obtener la coordenada  $r$  sorteada  $\xi_r$ , se debe igualar  $G(\xi_r)$  a una variable aleatoria uniformemente distribuida  $\gamma_r$ . Es decir:

$$\xi_r = G^{-1}(\gamma_r).$$

### Coordenada $z$

Conociendo del valor del sorteo para la coordenada  $r$ , se procede a sortear la coordenada  $z$  considerando la siguiente función de probabilidad:

$$B(r) = \left[ \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} s(r, z) dz \right]^{-1},$$

$$h(z) = B(\xi_r) s(\xi_r, z).$$

En forma similar, la coordenada  $z$  sorteada  $\xi_z$  resulta:

$$\xi_z = H^{-1}(\gamma_z).$$

### 6.1.2. Distribución angular

Una vez sorteadas las posiciones de las partículas, se procede a sortear las direcciones, considerando que la fuente es isotrópica. De acuerdo con [31], los muestreos resultan:

$$\xi_\mu = 2\gamma_\mu - 1,$$



$$\xi_\omega = 2\pi\gamma_\omega,$$

donde  $\mu = \cos(\phi)$ , siendo  $\phi$  y  $\omega$  los ángulos polar y azimutal respectivamente. Los cosenos directores  $u$ ,  $v$  y  $w$  sorteados resultan entonces:

$$\xi_u = \sqrt{1 - \mu^2} \cos(\phi),$$

$$\xi_v = \sqrt{1 - \mu^2} \sin(\phi),$$

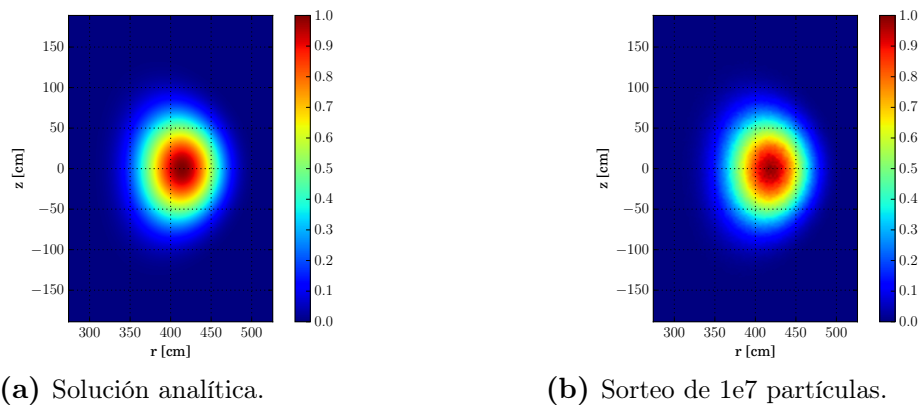
$$\xi_w = \mu.$$

### 6.1.3. Distribución energética

Recordando del capítulo 2 que los neutrones adquieren una energía cinética de 14,1 MeV debido a la reacción de fusión D-T, se considera que la fuente es monoenergética.

### 6.1.4. Ejemplo de muestreo

A fin de verificar la implementación del muestreo explicado, se observa en la figura 6.1 la comparación entre la fuente de neutrones para la simulación numérica y el muestreo correspondiente. Se eligió la fuente de la simulación numérica, ya que es un caso en donde la distribución de la fuente no puede escribirse mediante el producto de una distribución axial y una radial, a diferencia de los casos 1, 2 y 3 en donde la resolución de la ecuación de Grad-Shafranov se realizó mediante separación de variables.



**Figura 6.1:** Comparación entre la distribución espacial de la fuente de neutrones para la solución numérica, con los muestreos obtenidos mediante un sorteo de coordenadas a partir del método descrito.

## 6.2. Parámetros del SABR calculados

### 6.2.1. Cálculo de $k_{\text{eff}}$

Para calcular el  $k_{\text{eff}}$ , se ejecutó el código OpenMC en el modo “eigenvalue”, sin especificar la fuente externa de neutrones. Para obtener una incerteza de 10 pcm, se realizaron 500 corridas con  $1e5$  partículas cada una, sumando en total  $5e7$  neutrones por simulación.

### 6.2.2. Cálculo de $k_s$

El  $k_s$  se calculó mediante la ecuación (2.22) a partir de la ejecución del código OpenMC en el modo “fixed source”, especificando la fuente externa de neutrones en la región de la cámara del plasma, como se observa en la figura 3.1. Se contabilizaron los eventos de producción, absorción y fuga de neutrones, correspondientes a los tallies de *nu-fission* y *absorption* en toda la geometría y *current* en la superficie externa de la misma, respectivamente. La cantidad de partículas simuladas fue nuevamente  $5e7$ .

### 6.2.3. Potencia

La potencia de fusión neta necesaria para obtener una cierta potencia de fisión se calculó mediante la ecuación (2.28):

$$P_{\text{fus}} = \frac{\nu E_{\text{fus}}}{E_{\text{fis}}} \frac{1 - k_s}{k_s} P_{\text{fis}},$$

donde se fijó la potencia de fisión en 3000 MW. Si bien las distribuciones de fuente externa de neutrones se ajustaron para obtener 500 MW, es posible ajustar la potencia de fusión considerando que los resultados del código OpenMC están normalizados por neutrón de fuente.

Para estimar los valores de  $\nu$  y  $E_{\text{fis}}$ , se utilizaron los tallies *kappa-fission* ( $\langle \Sigma_f \phi_s E_{\text{fis}} \rangle$ ), *nu-fission* ( $\langle \nu \Sigma_f \phi_s \rangle$ ) y *fission* ( $\langle \Sigma_f \phi_s \rangle$ ). Los valores obtenidos son  $\nu = 2,994 \pm 0,008$  y  $E_{\text{fis}} = 199,3 \pm 0,3$  MeV, mientras que la energía total de fusión es  $E_{\text{fus}} = 17,6$  MeV.

### 6.2.4. Tasa de producción de tritio

Para calcular la tasa de producción de tritio (TBR, por sus siglas en inglés), se contabilizaron los eventos de reacciones (n,T) en las celdas correspondientes a los blankets de litio. Considerando que el resultado devuelto por OpenMC se encuentra normalizado por partículas de fuente, el mismo coincide con el TBR independientemente del valor de fuente.

Considerando que las reacciones de  ${}^6_3\text{Li}$  son exoérgicas y las de  ${}^7_3\text{Li}$  son endoérgicas, se procedió a calcular la potencia neta disipada en los blankets mediante la contabilización de los eventos de producción de tritio, discriminando los isótopos  ${}^6_3\text{Li}$  y  ${}^7_3\text{Li}$  y teniendo en cuenta las energías que se liberan para cada reacción.

### 6.2.5. $\beta_{\text{eff}}$

Considerando lo mencionado en el capítulo 2, se calculó el  $\beta_{\text{eff}}$  del reactor mediante la aproximación [28] utilizada en el capítulo 4:

$$\beta_{\text{eff}} \approx 1 - \frac{k_{\text{prompt}}}{k_{\text{eff}}}. \quad (6.2)$$

Para ello, se modificó el código OpenMC, y se calculó el  $k_{\text{prompt}}$  solamente con las reacciones de los neutrones prompt. El valor obtenido es  $\beta_{\text{eff}} = 243 \pm 15$  pcm.

### 6.2.6. Comparación de los resultados obtenidos

En la tabla 6.1 se observan los resultados obtenidos para los parámetros mencionados anteriormente, en los diferentes casos simulados de acuerdo con lo mencionado en el capítulo anterior.

De la comparación de los resultados obtenidos, se observa que tanto el valor de  $k_s$  como la tasa de producción de tritio no varían sustancialmente ante un cambio en la distribución espacial de la fuente de neutrones. Además, considerando que se utilizó la ecuación (2.28) para ajustar la potencia de fusión y así obtener 3000 MW debido a la fisión, se observa que la variación de  $P_{\text{fus}}$  se debe solamente a la variación del  $k_s$ , independientemente del valor de  $S$  obtenido en el capítulo 5.

Sin embargo, debido a la simulación de la geometría con simetría toroidal y sin tener en cuenta los blankets productores de tritio toroidales ubicados en cercanías de los dispositivos de calentamiento del plasma, la tasa de producción de tritio y la potencia disipada en los blankets difieren del valor de diseño. Si se considera que en el trabajo de referencia se indica que las reacciones de tritio en los blankets toroidales representan solo un 6 % del total de reacciones, en el caso 5 se podría asumir que el valor de TBR asciende a 1,055, lo que verificaría la autosostenibilidad de tritio. Debería realizarse un modelo teniendo en cuenta la asimetría toroidal de acuerdo con la figura 3.2.

	SABR	Caso 1	Caso 2	Caso 3
$k_{\text{eff}}$	0,973	$0,96430 \pm 0,00010$		
$k_s$	0,756	$0,7460 \pm 0,0005$	$0,7453 \pm 0,0005$	$0,7452 \pm 0,0005$
$P_{\text{fus}}$ [MW]	256	$269,9 \pm 0,4$	$271,0 \pm 0,4$	$272,0 \pm 0,4$
$S$ [n/s]	$9,08e19$	$(9,753 \pm 0,013)e19$	$(9,610 \pm 0,014)e19$	$(9,615 \pm 0,012)e19$
TBR	1,12	$0,9970 \pm 0,0010$	$0,9940 \pm 0,0010$	$0,9950 \pm 0,0010$
$P_{\text{trit}}$ [MW]	85,2	$73,07 \pm 0,11$	$73,16 \pm 0,12$	$73,23 \pm 0,11$

	SABR	Caso 4	Caso 5a	Simulación numérica
$k_{\text{eff}}$	0,973	$0,96430 \pm 0,00010$		
$k_s$	0,756	$0,7438 \pm 0,0005$	$0,7435 \pm 0,0005$	$0,7437 \pm 0,0005$
$P_{\text{fus}}$ [MW]	256	$273,2 \pm 0,4$	$273,6 \pm 0,4$	$273,2 \pm 0,4$
$S$ [n/s]	$9,08e19$	$(9,687 \pm 0,013)e19$	$(9,701 \pm 0,014)e19$	$(9,690 \pm 0,013)e19$
TBR	1,12	$0,9950 \pm 0,0010$	$0,9950 \pm 0,0010$	$0,9920 \pm 0,0010$
$P_{\text{trit}}$ [MW]	85,2	$73,79 \pm 0,11$	$73,94 \pm 0,12$	$73,60 \pm 0,11$

**Tabla 6.1:** Comparación de los resultados obtenidos mediante OpenMC para los diferentes casos de fuente externa de neutrones simulados.

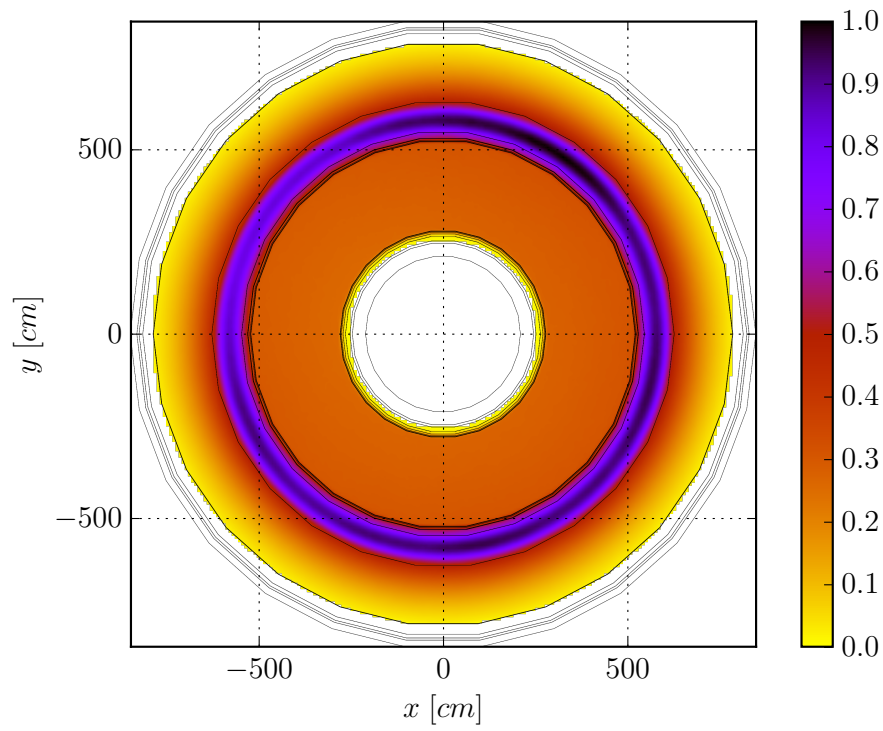
Para el  $k_{\text{eff}}$ , la diferencia relativa es de 0,9 %, mientras que para el  $k_s$  las diferencias relativas máxima y mínima son de  $-1,6\%$  en el caso 5a y  $-1,3\%$  en el caso 1, respectivamente. Respecto a la potencia de fusión, la diferencia relativa es del 6,8 %. No se indican las incertezas de las diferencias relativas considerando que los valores reportados en [19] no reportan incerteza.

### 6.3. Distribución espacial del flujo

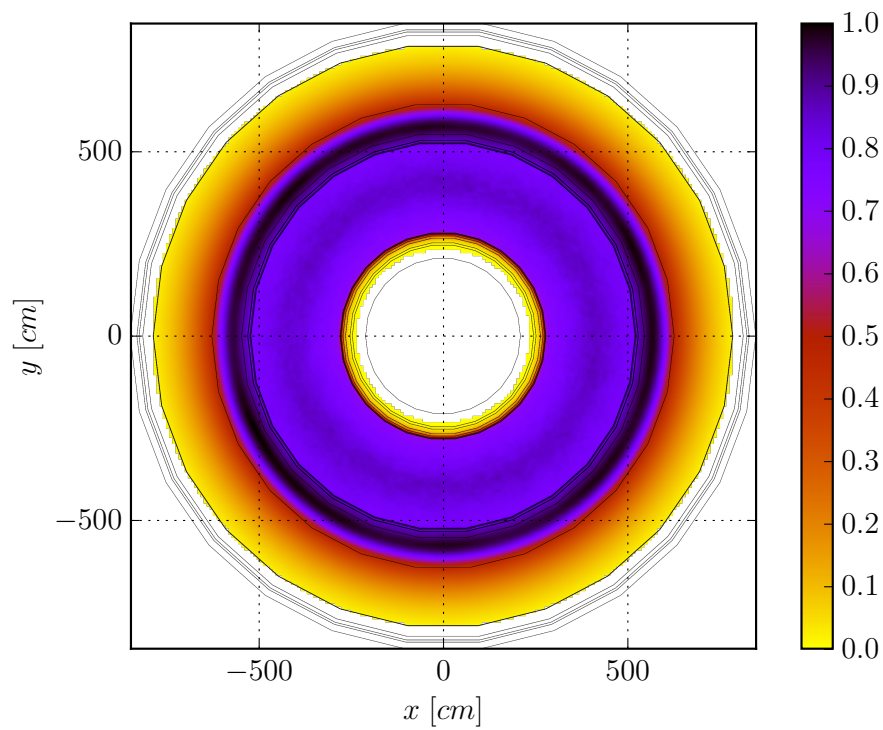
Para los casos en que se solicita contabilizar el flujo escalar neutrónico en alguna región del espacio, el código OpenMC retorna los valores en unidades de  $[n \text{ cm/src}]$ , donde *src* indica el número de partículas de fuente. Para obtener el flujo escalar en las unidades usuales,  $[n/(cm^2s)]$ , se deben dividir los resultados obtenidos por el volumen de la celda en donde se contabilizaron los eventos, y multiplicar por el valor de fuente de neutrones. A los fines de comparar los resultados obtenidos para los diferentes casos, se procede a definir el flujo neutrónico relativo en unidades de  $[n/(cm^2src)]$ , esto es, solamente se divide el resultado del tally por el volumen de la celda.

En la figura 6.2 se comparan las distribuciones espaciales del flujo neutrónico relativo para los casos sin y con muestreo de la fuente externa de neutrones. Para ello, se contabilizaron los eventos de flujo en la geometría mediante una discretización del dominio en la dirección radial. Para verificar la distribución axial del flujo neutrónico relativo, se contabilizaron también los eventos de flujo en una grilla axial coincidente con un corte de la sección transversal del SABR, como se observa en la figura 6.3, nuevamente para los casos sin y con muestro de fuente externa de neutrones.

Al comparar los gráficos se distingue tanto la región correspondiente al plasma como la del material físil. Para observar la variación del flujo en función de la distribución espacial de fuente externa de neutrones, en la figura 6.4 se observan los flujos neutrónicos relativos radiales para los diferentes casos de estudio. Se observa que el mismo no presenta grandes diferencias para las diferentes distribuciones de fuente externa. En particular, si se comparan los valores obtenidos con el flujo correspondiente a la simulación numérica, la diferencia relativa no excede el 5 %.

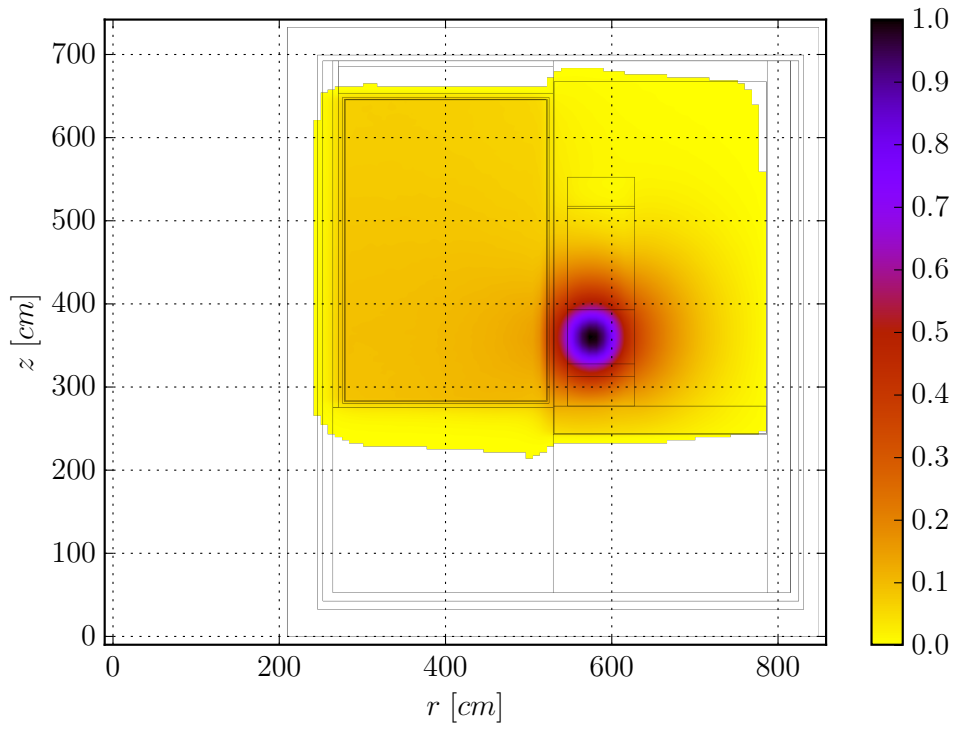


(a) Sin fuente externa.

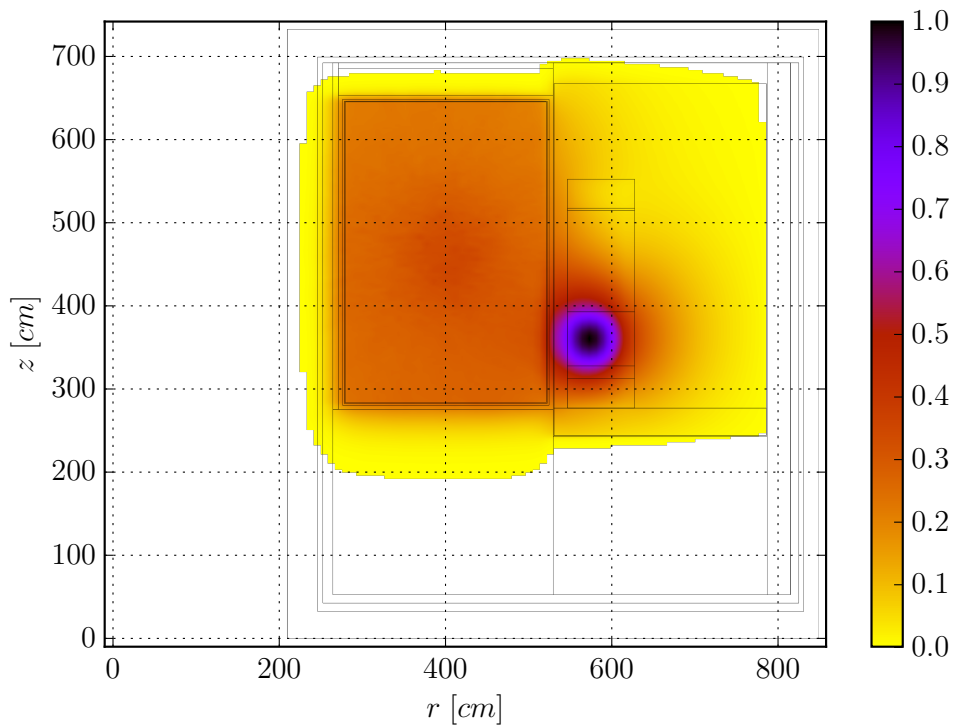


(b) Con fuente externa.

**Figura 6.2:** Distribución radial del flujo neutrónico relativo.

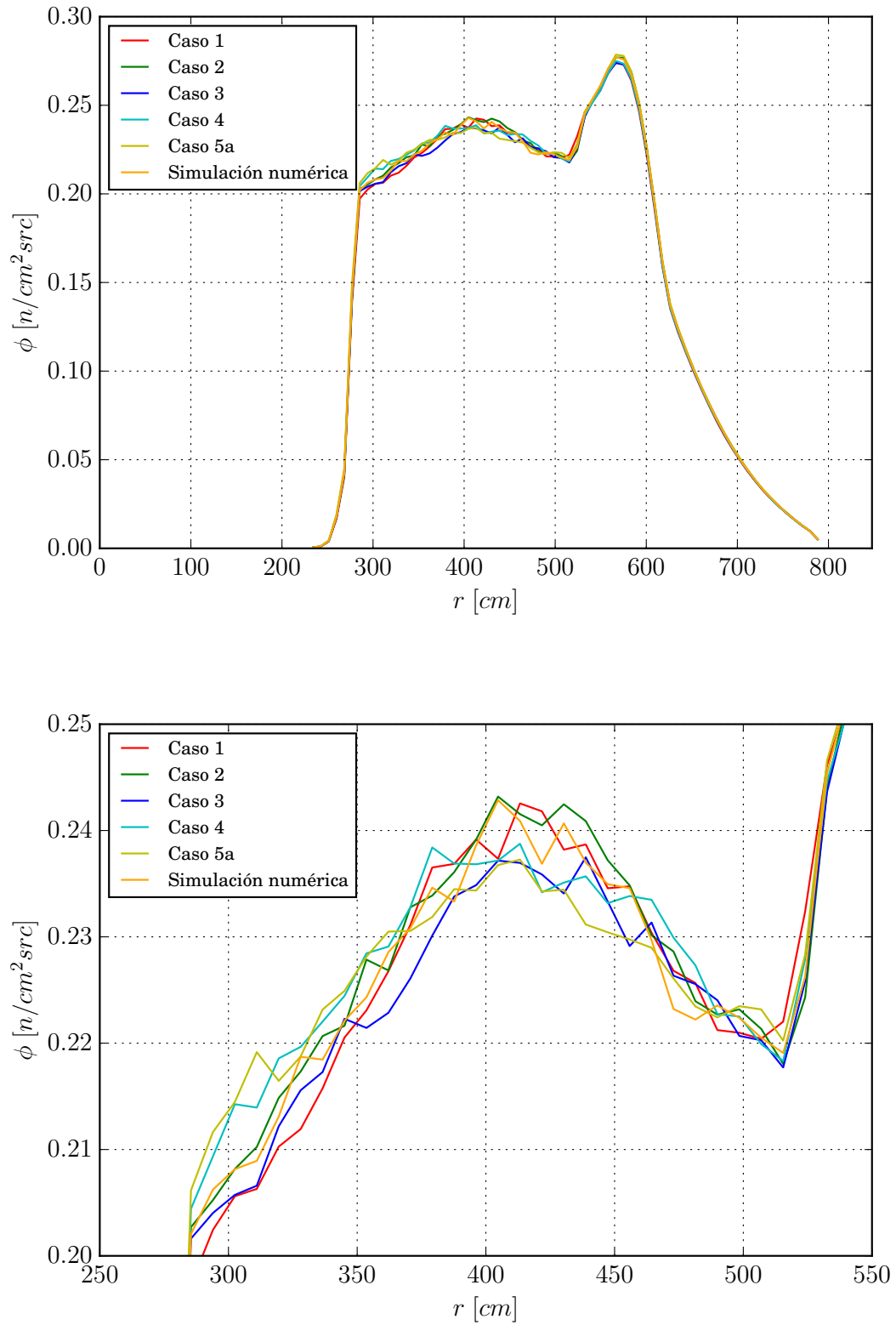


(a) Sin fuente externa.



(b) Con fuente externa.

**Figura 6.3:** Distribución axial del flujo neutrónico relativo.

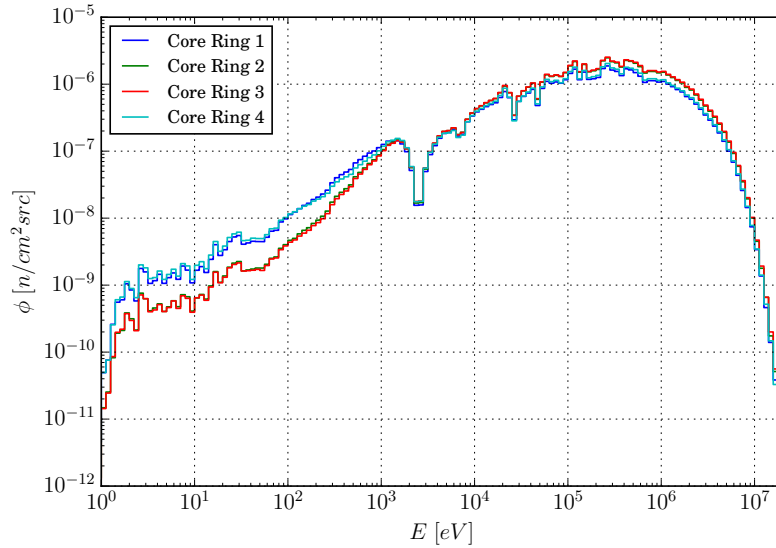


**Figura 6.4:** Comparación de los flujos neutrónicos radiales para las diferentes distribuciones de fuente externa muestreadas.

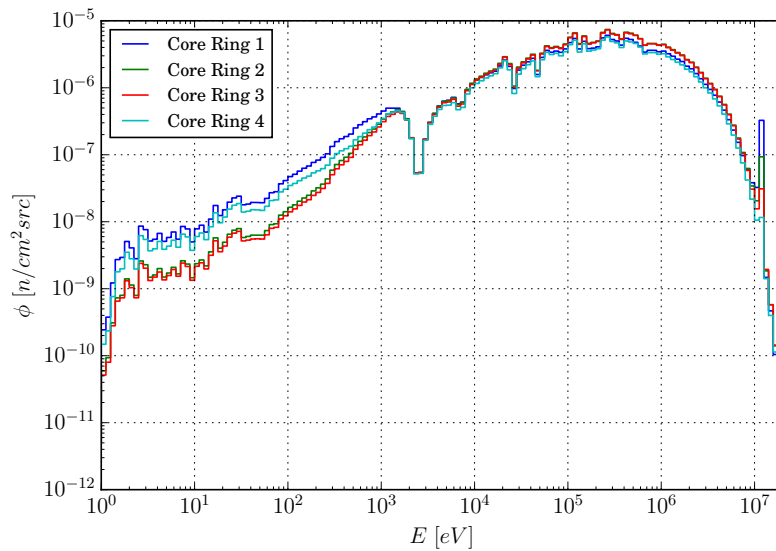


## 6.4. Espectro

En la figura 6.5 se observan los espectros relativos por unidad de letargía para las celdas con combustible físil sin y con fuente externa acoplada, respectivamente. El número asignado a las regiones de los anillos es decreciente con la cercanía al plasma; es decir, el anillo 1 es el más cercano al tokamak, mientras que el anillo 4 es el más lejano. Se observa un espectro más térmico en los anillos 1 y 4 debido a la presencia de material reflector en sus periferias. En el caso del espectro con la fuente externa de neutrones, se aprecia que el pico más significativo a 14,6 MeV ocurre en el anillo más interno, debido a su mayor cercanía respecto al resto de los anillos.



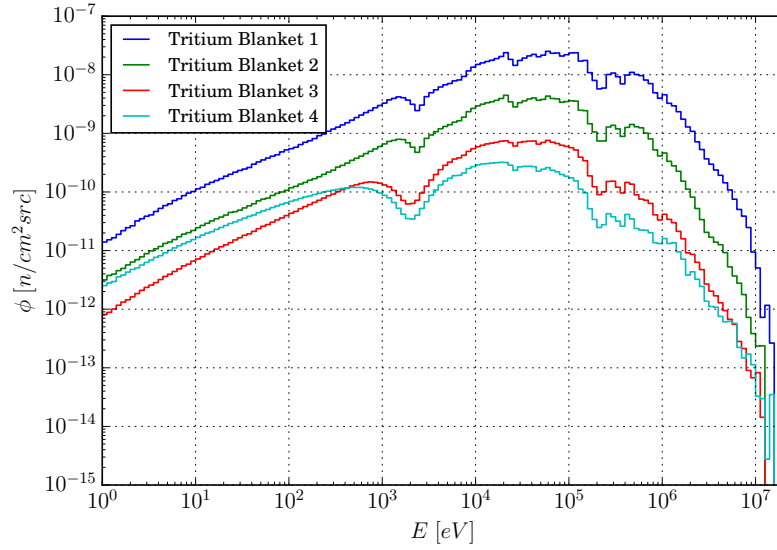
(a) Sin fuente externa.



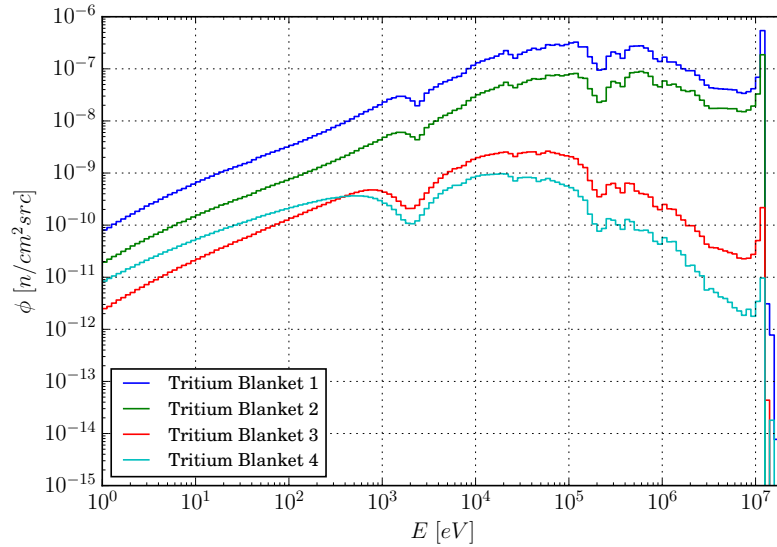
(b) Con fuente externa.

**Figura 6.5:** Espectro relativo, por unidad de letargía, para las celdas con material físil.

Por otro lado, en la figura 6.6 se comparan los espectros relativos por unidad de letargía para los blankets productores de tritio. El número asignado a cada región se corresponde con lo indicado en [19], en donde el blanket 1 es el más interno, el 2 es el superior a la cámara de fusión, el 3 es el inferior a la piletta de sodio, y el 4 es el más externo respecto al SABR. Se aprecia que los espectros de los blankets 1 y 2 son relativamente más rápidos debido a su cercanía al plasma.



(a) Sin fuente externa.



(b) Con fuente externa.

**Figura 6.6:** Espectro relativo, por unidad de letargía, para las celdas productoras de tritio.

## 6.5. Conclusiones parciales

En primer lugar, se muestrearon las distribuciones de fuente de los casos mencionados al final del capítulo 5, a fin de simular la fuente externa del SABR debido a las reacciones de fusión. Considerando que el código posee la capacidad de muestrear distribuciones para cada variable por separado en un sistema coordenado cartesiano, fue necesario utilizar un método de muestro, ya que la distribución espacial de la fuente de neutrones está en coordenadas cilíndricas, y solo en el caso en que se simplifique la sección transversal por un rectángulo es posible expresarla como un producto de distribuciones en  $r$  y  $z$ . Una vez finalizado el muestreo, se generó un archivo de fuente que sirve como input al código.

Se verificó que el comportamiento neutrónico del SABR es poco sensible a las distribuciones espaciales de fuentes externas de neutrones, difiriendo en un 5 % en las distribuciones radiales de flujo neutrónico obtenidas. Por lo tanto, resulta factible simplificar la sección transversal del plasma del SABR a un rectángulo, considerando que el caso 2 de distribución de fuente fue el más cercano al obtenido mediante la simulación numérica, y que tanto el flujo neutrónico radial como los parámetros del reactor calculados no variaron significativamente.

Debido a la homogenización de la geometría en la dirección toroidal, el valor de tasa de producción de tritio calculado difiere del reportado en el diseño del SABR. En particular, si se modelara la geometría sin simetría toroidal y se mantuvieran las composiciones relativas de elemento combustible, refrigerante y material estructural sin tener en cuenta la fracción de vacío (ver tabla A.5), el valor de  $k_{\text{eff}}$  aumenta a 1,03. Considerando que no se posee las dimensiones de los blankets productores de litio de las regiones cercanas a los dispositivos de calentamiento del plasma, no fue posible reproducir el valor indicado en [19].

# Capítulo 7

## Conclusiones

En primera instancia, se validó el código OpenMC mediante la simulación de dos benchmarks de espectro rápido, el ZPR-6/6A y el FFTF. En ambos casos se obtuvieron valores de  $k_{\text{eff}}$  y espectros similares a los obtenidos experimentalmente y mediante diferentes códigos de cálculo con bibliotecas nucleares similares. En particular, se estudió la posibilidad de realizar modificaciones al código fuente de OpenMC, a fin de calcular valores cinéticos de los reactores, como ser el  $\beta_{\text{eff}}$ . La posibilidad de utilizar el código en una API de *Python* permite procesar los resultados con mayor facilidad, ya que los archivos de salida de OpenMC son compatibles con las principales bibliotecas de *Python*.

Con el objetivo de verificar el acople neutrónico de un reactor híbrido fusión-fisión, luego de una revisión bibliográfica sobre el tema se eligió como diseño de partida el “Subcritical Advanced Burner Reactor” (SABR) desarrollado por W. Stacey. Se contaba con bastantes trabajos referidos a dicho reactor, eligiéndose la última modificación al diseño, detallada en [19].

Se modeló la fuente de neutrones externa debido a las reacciones de fusión del SABR, mediante la resolución de la ecuación de Grad-Shafranov en forma analítica para diferentes secciones transversales, perfiles de presión del plasma, y parámetros de operación de este último, y luego se compararon los resultados con los obtenidos mediante un código de resolución numérica de la mencionada ecuación. Los resultados obtenidos para las distribuciones de la fuente externa de neutrones son similares, verificándose que el reemplazo de una sección transversal tipo D por otra rectangular con la misma área y elongación  $\kappa$  que la sección tipo D es satisfactoria.

El parámetro de ajuste seleccionado para modelar la región del plasma fue la fuente total de neutrones  $S$ , correspondiente a la potencia máxima de fusión alcanzable por el tokamak. En caso de resolverse las principales dificultades técnicas en lo que respecta a las inestabilidades del plasma, se prevé que la fuente total de neutrones podrá ajustarse a fin de mantener fija la potencia de fisión del SABR, por lo que el caso con  $S = 1,8 \times 10^{20}$  [n/s] sirvió como referencia a la hora de validar las distribuciones obtenidas.

Mediante un sorteo Monte Carlo de las distribuciones de fuente de neutrones obtenidas, se especificó el input al código OpenMC, ya que dichas distribuciones no siempre pueden expresarse como el producto de distribuciones espaciales en coordenadas separables. En particular, en trabajos futuros se podría modificar el código fuente de OpenMC a fin de permitir el muestreo de fuentes externas en coordenadas cilíndricas, y en donde las distribuciones puedan ser de dos dimensiones o más.

Una vez modelada la geometría del SABR junto con las composiciones de cada región y respetando las homogeneizaciones indicadas en el último diseño, se procedió a calcular el  $k_{\text{eff}}$  del mismo, obteniéndose un valor de  $0,96430 \pm 0,00010$ . El mismo difiere en un 0,9 % respecto al valor del SABR reportado. Si bien el valor de  $k_{\text{eff}}$  permite verificar que el reactor híbrido se encuentra subcrítico, resulta de mayor interés el factor de multiplicación debido a la fuente externa de neutrones  $k_s$ . Para calcularlo se utilizó la ecuación 2.22, y se obtuvo un valor de  $0,7434 \pm 0,0005$  para la fuente obtenida con la simulación numérica. Al muestrear las diferentes soluciones de fuente externa, se obtuvieron valores similares a los indicados en [19], con una diferencia relativa menor al 2 %. En particular, al compararse tanto los valores de  $k_s$  como los flujos neutrónicos en la dirección radial, se observa que no existen diferencias significativas para las diferentes geometrías de fuentes externas simuladas.

Cabe destacar que no fue posible realizar un benchmark numérico para comparar los resultados obtenidos en este trabajo, ya que en el último diseño del SABR no se especifican todas las dimensiones de la geometría, ni se encuentran especificadas las densidades de todos los materiales. Sin embargo, se observa que los resultados obtenidos con el código OpenMC son cercanos a primer orden a los parámetros futuros de operación del SABR.

Para poder comparar una mayor cantidad de parámetros obtenidos con los de diseño, se deberían modelar las regiones dentro de la piletta de sodio sin homogenizar en la dirección toroidal. También se podría calcular los valores de diferentes coeficientes de reactividad, como el de temperatura o el de vacío, mediante un modelo homogéneo de celda, ya que la homogenización del elemento combustible en un reactor rápido no produce cambios notables debido al camino libre medio del neutrón.

Contando ahora con una herramienta que permite calcular la neutrnica de los reactores híbridos fusión-fisión, sería posible generar diseños propios con diferentes geometrías, composiciones y fuentes externas. Por ejemplo, podría cambiarse la composición del combustible de la región físil por la de los elementos combustibles de los reactores de agua pesada que posee Argentina, o podría estudiarse la neutrnica asociada a reactores de fusión tipo spheromaks. En particular, los trabajos relacionados con el SABR realizan un estudio del daño por irradiación de los elementos combustibles y el quemado, entre otros, lo que podría abordarse en un trabajo futuro.

## Apéndice A

# Dimensiones y densidades de las regiones del SABR

Con el objetivo de modelar el SABR y comparar los resultados reportados en [19] con los obtenidos mediante la simulación en el código OpenMC, resulta necesario modelar correctamente la geometría, y establecer las densidades de cada celda del reactor. En este apéndice se detallan las dimensiones de la geometría del SABR, y las composiciones de las diferentes regiones.

En primer lugar, en la tabla A.1 se especifican las dimensiones de cada región del SABR.

Región	Radio interno	Radio externo	Altura menor	Altura mayor
Plasma	279.1000	520.7000	293.1000	644.6000
First Wall 1	278.1000	521.7000	292.1000	645.6000
First Wall 2	275.9000	523.9000	289.9000	647.8000
First Wall 3	271.0000	528.8000	285.0000	652.7000
Divertor	264.3000	528.8000	53.0000	285.0000
Na Pool	529.8000	784.8000	244.0000	666.6000
Radially Inner Na	529.8000	545.9420	277.0200	551.9210
Core Ring 1	545.9420	562.0840	277.0200	551.9210
Core Ring 2	562.0840	578.2260	277.0200	551.9210
Core Ring 3	578.2260	594.3680	277.0200	551.9210
Core Ring 4	594.3680	610.510	277.0200	551.9210
Core Ring – Lower ODS			277.0200	312.5810
Core Ring – Lower endcap			312.5810	327.5810
Core Ring – Core			327.5810	392.5810
Core Ring – Plenum			392.5810	514.4560
Core Ring – Upper endcap			514.4560	516.9960
Core Ring – Upper ODS			516.9960	551.9210
Reflector Ring	610.5100	626.6520	277.0200	551.9210
Radially Outer Na	626.6520	784.8000	277.0200	551.9210
Lower Na	529.8000	784.8000	244.0000	277.0200
Upper Na	529.8000	784.8000	551.9210	666.6000
Na Pool Wall	528.8000	785.8000	243.0000	691.6000
Tritium Blanket 1	264.3000	271.0000	285.0000	684.6000
Tritium Blanket 2	271.0000	528.8000	652.7000	684.6000
Tritium Blanket 3	528.8000	785.8000	53.0000	243.0000
Tritium Blanket 4	785.8000	813.8000	53.0000	691.6000
Graphite	264.3000	528.8000	684.6000	691.6000
Inner Shield	252.3000	823.8000	43.0000	691.6000
Inner B4C	245.8000	829.8000	33.0000	698.6000
Outer Shield	209.8000	847.8000	0.0000	732.0000

**Tabla A.1:** Dimensiones de las regiones del SABR.



Teniendo definidos los dominios de cada región del SABR, se procede a definir, en primera instancia, los materiales del reactor. En la tabla A.2 se detallan las densidades de los diferentes compuestos que componen el SABR.

Material	Densidad [g/cm <sup>3</sup> ]	Composición
TRU	9,595	40Zr - 10Am - 10Np - 40Pu (%wt)
ODS MA957	7,300	0,9Ti - 14Cr - 84,55Fe - 0,25Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> - 0,3Mo (%wt)
SiC	3,210	-
Na	0,829	-
Li <sub>4</sub> SiO <sub>4</sub>	2,320	90 <sup>6</sup> Li - 10 <sup>7</sup> Li (%wt)
WC	15,350	-
B <sub>4</sub> C	2,520	-
CuCrZr	8,910	-
Be	1,848	-
Grafito	1,865	-

**Tabla A.2:** Densidades de los diferentes materiales que componen el SABR.

Conociendo las densidades de cada compuesto, se procede a establecer la composición de cada región. En la tabla A.3 se aprecian las composiciones, en porcentajes volumétricos, de las celdas correspondientes a la región de fusión, los blankets de tritio y los blindajes del SABR.

Región	Composición
Plasma	100 % Vacío
First Wall 1	100 % Be
First Wall 2	10 % Na 40 % ODS 40 % CuCrZr
First Wall 3	20 % Na 80 % Grafito
Divertor	10 % Na 45 % ODS 45 % CuCrZr
Tritium Blanket	100 % Li <sub>4</sub> SiO <sub>4</sub>
Graphite	10 % Na 90 % Grafito
Inner Shield	10 % Na 90 % WC
Inner B4C	10 % Na 90 % B <sub>4</sub> C
Outer Shield	5 % Na 95 % WC

**Tabla A.3:** Composiciones de las regiones de fusión, blankets de tritio y blindajes.

Por otro lado, en la tabla A.4 se especifican las composiciones de las regiones que se encuentran dentro de la piletta modular de sodio, considerando que son las únicas regiones del SABR que no poseen simetría toroidal. Para obtener las composiciones finales de cada celda de las regiones relacionadas con las reacciones de fisión y su posterior extracción de calor, se debe modificar cada región con los porcentajes estipulados en la tabla A.5.

Región	Composición
Na Pool Wall	100 % ODS
Na Coolant	100 % Na
Core Ring	35,3 % Na
Lower ODS	58,2 % ODS
Upper ODS	6,5 % SiC
Core Ring	35,3 % Na
Lower Endcap	58,2 % ODS
Upper Endcap	6,5 % SiC
Core Ring Core	22,3 % TRU 42,7 % Na 28,5 % ODS 6,5 % SiC
Core Ring Plenum	35,3 % Na 29,7 % Vacío 28,5 % ODS 6,5 % SiC
Reflector Ring “Core”	35,3 % Na 58,2 % ODS 6,5 % SiC

**Tabla A.4:** Composiciones de las regiones internas a la piletta modular de sodio.

Región	Porcentaje EC	Porcentaje ODS	Porcentaje Sodio	Porcentaje Vacío
Inner/outer pool wall	0	87,944	0	12,056
Radially inner sodium	0	2,947	84,997	12,056
Core ring 1	76,167	2,868	8,909	12,056
Core ring 2	74,015	2,787	11,143	12,056
Core ring 3	79,557	2,710	5,677	12,056
Core ring 4	77,429	2,638	7,878	12,056
Reflector ring	0	58,829	24,176	12,056
Radially outer sodium	0	2,261	85,683	12,056

**Tabla A.5:** Fracciones de volumen para las regiones internas a la piletta modular de sodio.

## Apéndice B

# Actividades relacionadas con la Práctica Profesional Supervisada y de Proyecto y Diseño

### B.1. Práctica profesional supervisada

La práctica profesional supervisada (PPS) se llevó a cabo en la Sección Fusión Nuclear y Física de Plasmas y en el Departamento Física de Neutrones, ubicados en el Centro Atómico Bariloche durante le último año de Ingeniería Nuclear. La misma fue supervisada por los Drs. Ricardo Farengo y José Ignacio Márquez Damián.

### B.2. Proyecto y diseño

Las actividades de proyecto y diseño (PyD) realizadas para llevar a cabo el presente Proyecto Integrador de la carrera Ingeniería Nuclear fueron:

1. Caracterización del diseño del SABR, desarrollada en el capítulo 3.
2. Validación del código OpenMC, detallada en el capítulo 4.
3. Cálculo del término fuente de neutrones debido a las reacciones de fusión, especificado en el capítulo 5.
4. Muestreo de la fuente externa de neutrones, indicado en el capítulo 6.
5. Cálculo neutrónico del reactor híbrido fusión-fisión, especificado en el capítulo 6.

# Bibliografía

- [1] Wesson, J., Campbell, D. Tokamaks Clarendon, 1997.
- [2] Stacey, W. M. Fusion plasma physics. John Wiley & Sons, 2008.
- [3] Aymar, R., Barabaschi, P., Shimomura, Y. The ITER design. *Plasma physics and controlled fusion*, **44** (5), 519, 2002.
- [4] Maisonnier, D., Cook, I., Pierre, S., Lorenzo, B., Luciano, G., Prachai, N., *et al.* DEMO and fusion power plant conceptual studies in Europe. *Fusion Engineering and Design*, **81** (8-14), 1123–1130, 2006.
- [5] Najmabadi, F., Abdou, A., Bromberg, L., Brown, T., Chan, V., Chu, M., *et al.* The ARIES-AT advanced tokamak, advanced technology fusion power plant. *Fusion Engineering and Design*, **80** (1-4), 3–23, 2006.
- [6] Soppera, N., Bossant, M., Dupont, E. JANIS 4: An improved version of the NEA java-based nuclear data information system. *Nuclear Data Sheets*, **120**, 294–296, 2014.
- [7] Shahbunder, H., Pyeon, C. H., Misawa, T., Lim, J.-Y., Shiroya, S. Subcritical multiplication factor and source efficiency in accelerator-driven system. *Annals of Nuclear Energy*, **37** (9), 1214–1222, 2010.
- [8] Cintas, A. Análisis de datos y desarrollo de modelos de cálculo neutrónico para sistemas híbridos, ADS. Tesis Doctoral, Universidad Nacional de Cuyo, 2013.
- [9] Bethe, H. A. The fusion hybrid. *Physics Today*, **32**, 44, 1979.
- [10] Stacey, W. M. Principles and rationale of the fusion-fission hybrid burner reactor. En: AIP Conference Proceedings, tomo 1442, págs. 31–42. AIP, 2012.
- [11] Stacey, W., Van Rooijen, W., Bates, T., Colvin, E., Dion, J., Feener, J., *et al.* A TRU-Zr metal-fuel sodium-cooled fast subcritical advanced burner reactor. *Nuclear technology*, **162** (1), 53–79, 2008.

- 
- [12] Sommer, C., Stacey, W., Petrovic, B. Fuel cycle analysis of the SABR subcritical transmutation reactor concept. *Nuclear Technology*, **172** (1), 48–59, 2010.
- [13] Sumner, T., Stacey, W., Ghiaasiaan, S. Dynamic safety analysis of the sabr subcritical transmutation reactor concept. *Nuclear Technology*, **171** (2), 123–135, 2010.
- [14] Stacey, W. M., Mandrekas, J., Hoffman, E. A., Kessler, G., Kirby, C., Mauer, A., *et al.* A fusion transmutation of waste reactor. *Fusion Science and Technology*, **41** (2), 116–140, 2002.
- [15] Stacey, W., Beavers, V., Casino, W., Cheatham, J., Friis, Z., Green, R., *et al.* A subcritical, gas-cooled fast transmutation reactor with a fusion neutron source. *Nuclear Technology*, **150** (2), 162–188, 2005.
- [16] Stacey, W., Abbasi, Z., Boyd, C., Bridges, A., Burgett, E., Cymbor, M., *et al.* A subcritical, helium-cooled fast reactor for the transmutation of spent nuclear fuel. *Nuclear technology*, **156** (1), 99–123, 2006.
- [17] Stacey, W., Boakye, K., Brashear, S., Bryson, A., Burns, K., Bruch, E., *et al.* Advances in the subcritical, gas-cooled, fast transmutation reactor concept. *Nuclear technology*, **159** (1), 72–105, 2007.
- [18] Stacey, W. Tokamak D–T fusion neutron source requirements for closing the nuclear fuel cycle. *Nuclear Fusion*, **47** (3), 217, 2007.
- [19] Stacey, W., Stewart, C., Floyd, J.-P., Wilks, T., Moore, A., Bopp, A., *et al.* Resolution of fission and fusion technology integration issues: an upgraded design concept for the subcritical advanced burner reactor. *Nuclear technology*, **187** (1), 15–43, 2014.
- [20] Stacey, W. M. Solving the spent nuclear fuel problem by fissioning transuranics in subcritical advanced burner reactors driven by tokamak fusion neutron sources. *Nuclear Technology*, **200** (1), 15–26, 2017.
- [21] Romano, P. K., Horelik, N. E., Herman, B. R., Nelson, A. G., Forget, B., Smith, K. OpenMC: A state-of-the-art Monte Carlo code for research and development. *Annals of Nuclear Energy*, **82**, 90–97, 2015.
- [22] Smith, M. A. Zpr-6 assembly 6a: A cylindrical assembly with uranium oxide fuel and sodium with a thick depleted-uranium blanket. En: International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments (ICSBEP), IEU-COMP-FAST-001. Organization for Economic Co-operation and Development-Nuclear Energy Agency (OECD-NEA), 2016.

- [23] Bess, J. D. Evaluation of the initial isothermal physics measurements at the fast flux test facility, a prototypic liquid metal fast breeder reactor. En: International Handbook of Evaluated Reactor Physics Benchmark Experiments (IRPhE), FFTF-LMFR-RESR-001. Organization for Economic Co-operation and Development-Nuclear Energy Agency (OECD-NEA), 2017.
- [24] Schmidt, N. S. ITE-EN-GIN-FN-006: Validación de código OpenMC mediante el benchmark IEU-COMP-FAST-001. Inf. téc., CNEA - Gerencia de Ingeniería Nuclear, Departamento de Física de Neutrones, 2018.
- [25] Schmidt, N. S. ITE-EN-GIN-FN-005: Validación de código OpenMC mediante el benchmark FFTF-LMFR-RESR-001. Inf. téc., CNEA - Gerencia de Ingeniería Nuclear, Departamento de Física de Neutrones, 2018.
- [26] Chadwick, M., Herman, M., Obložinský, P., Dunn, M. E., Danon, Y., Kahler, A., *et al.* ENDF/B-VII. 1 nuclear data for science and technology: cross sections, covariances, fission product yields and decay data. *Nuclear data sheets*, **112** (12), 2887–2996, 2011.
- [27] Sonzogni, A. NuDat 2.0: Nuclear structure and decay data on the internet. En: AIP Conference Proceedings, tomo 769, págs. 574–577. AIP, 2005.
- [28] Meulekamp, R. K., van der Marck, S. C. Calculating the effective delayed neutron fraction with Monte Carlo. *Nuclear science and engineering*, **152** (2), 142–148, 2006.
- [29] Zheng, S., Wootton, A., Solano, E. R. Analytical tokamak equilibrium for shaped plasmas. *Physics of plasmas*, **3** (3), 1176–1178, 1996.
- [30] Cerfon, A. J., Freidberg, J. P. “One size fits all” analytic solutions to the Grad–Shafranov equation. *Physics of Plasmas*, **17** (3), 032502, 2010.
- [31] Lewis, E. E., Miller, W. F. Computational methods of neutron transport, 1984.

# Índice de figuras

2.1.	Reactividad $\overline{\sigma v}$ de las reacciones de fusión de mayor interés en función de la temperatura del plasma [2]. . . . .	5
2.2.	Secciones eficaces del ${}^6_3\text{Li}$ y ${}^7_3\text{Li}$ para la reacción (n,T) [6]. . . . .	9
3.1.	Representación de la geometría del SABR. . . . .	16
3.2.	Vista radial superior del SABR [19]. . . . .	18
4.1.	Geometría del benchmark ZPR-6/6A. . . . .	25
4.2.	Comparación del espectro porcentual por unidad de letargía obtenido mediante el código OpenMC y el reportado en el informe del benchmark del ZPR-6/6A, calculado mediante KENO. . . . .	26
4.3.	Geometría del benchmark FFTF: Vista radial, $z = 0$ cm. . . . .	28
4.4.	Geometría del benchmark FFTF: Vista axial. . . . .	28
4.5.	Flujo relativo por unidad de letargía ( $8,8*\phi/\phi_{\text{max}}$ ) en función de la energía para el detector 200 ( $z = 167,64$ cm) del benchmark FFTF. En (4.5a) se comparan los valores obtenidos experimentalmente con las simulaciones de MCNP y de OpenMC, mientras que en (4.5b) se observa la diferencia relativa respecto a dichas simulaciones y el valor experimental. . . . .	29
4.6.	Flujo relativo por unidad de letargía ( $8,8*\phi/\phi_{\text{max}}$ ) en función de la energía para el detector 201 ( $z = 87,64$ cm) del benchmark FFTF. En (4.6a) se comparan los valores obtenidos experimentalmente con las simulaciones de MCNP y de OpenMC, mientras que en (4.6b) se observa la diferencia relativa respecto a dichas simulaciones y el valor experimental. . . . .	30
4.7.	Valores de $\rho$ [%] del FFTF para diferentes posiciones de las barras de control. En (4.7a) se comparan los valores obtenidos mediante OpenMC, MCNP y experimentalmente, y en (4.7b) se observa la comparación de C/E para ambos códigos, permitiendo notar cuáles casos poseen una diferencia con el valor experimental mayor a $\pm\sigma$ . . . . .	32
5.1.	Dimensiones y cotas de un toroide de sección transversal rectangular. . . . .	35
5.2.	Distribución espacial de la fuente de neutrones para diferentes parámetros geométricos. $I_{\text{pl}} = 10MA$ . . . . .	38

5.3.	Distribución radial y axial de la fuente de neutrones para el caso 1 y diferentes corrientes poloidales. . . . .	39
5.4.	Distribución radial y axial de la fuente de neutrones para los diferentes casos estudiados y 10 MA. . . . .	39
5.5.	Dimensiones y cotas de un plasma de sección transversal tipo D. . . . .	40
5.6.	Fuente de neutrones para la sección transversal tipo D en el caso 4. $I_{pl} = 10MA$ . . . . .	43
5.7.	Distribución radial y axial de la fuente de neutrones para el caso 4 y diferentes corrientes del plasma. . . . .	43
5.8.	Distribución radial y axial de la fuente de neutrones para el caso 5, con $I_{pl} = 10MA$ y diferentes valores de $\beta$ . . . . .	44
5.9.	Distribución radial de la fuente de neutrones para el caso 5 con diferentes valores de corriente del plasma. . . . .	44
5.10.	Fuente de neutrones para la sección transversal tipo D, obtenida mediante el código numérico de resolución de la ecuación de Grad-Shafranov. $I_{pl} = 10MA$ . . . . .	46
5.11.	Comparación de los valores de $S$ obtenidos en función del $\beta$ del plasma. . . . .	47
5.12.	Comparación de diferentes perfiles radiales de fuente de neutrones. . . . .	48
6.1.	Comparación entre la distribución espacial de la fuente de neutrones para la solución numérica, con los muestreos obtenidos mediante un sorteo de coordenadas a partir del método descripto. . . . .	53
6.2.	Distribución radial del flujo neutrónico relativo. . . . .	58
6.3.	Distribución axial del flujo neutrónico relativo. . . . .	59
6.4.	Comparación de los flujos neutrónicos radiales para las diferentes distribuciones de fuente externa muestreadas. . . . .	60
6.5.	Espectro relativo, por unidad de letargía, para las celdas con material físil. . . . .	61
6.6.	Espectro relativo, por unidad de letargía, para las celdas productoras de tritio. . . . .	62



# Índice de tablas

2.1. Reacciones de fusión de mayor interés [2]. . . . .	4
3.1. Parámetros principales del SABR. . . . .	20
4.1. Valores de $k_{\text{eff}}$ del ZPR-6/6A. . . . .	24
4.2. Valores de $k_{\text{eff}}$ del FFTF. . . . .	27
4.3. Valores de $\beta_{\text{eff}}$ del FFTF. . . . .	31
5.1. Variación de $\beta$ y $S$ para diferentes secciones transversales y corrientes del plasma. . . . .	40
5.2. Variación de $\beta$ y $S$ para diferentes corrientes del plasma en el caso 4. .	43
5.3. Variación de $S$ para diferentes valores de $I_{\text{pl}}$ y $\beta$ en el caso 5. . . . .	45
5.4. Comparación de $\beta$ y $S$ entre los valores del SABR y los obtenidos me- diante el código numérico. . . . .	45
6.1. Comparación de los resultados obtenidos mediante OpenMC para los diferentes casos de fuente externa de neutrones simulados. . . . .	56
A.1. Dimensiones de las regiones del SABR. . . . .	68
A.2. Densidades de los diferentes materiales que componen el SABR. . . . .	69
A.3. Composiciones de las regiones de fusión, blankets de tritio y blindajes. .	69
A.4. Composiciones de las regiones internas a la piletta modular de sodio. . .	70
A.5. Fracciones de volumen para las regiones internas a la piletta modular de sodio. . . . .	70

# Agradecimientos

En primer lugar, quisiera agradecer a mis directores Ricardo y Nacho por su constante guía, ayuda y paciencia, ya que sin ellos este trabajo no se podría haber culminado. Fue un desafío bastante interesante, considerando que no existen muchos trabajos que abordan esta temática, pero todo resultó más llevadero gracias a su conducción.

Agradezco también a Ariel y nuevamente a Nacho, a quienes considero excelentes profesores, profesionales y personas, por transmitirme un poco de su infinita sabiduría en el ámbito, y así motivarme a seguir aprendiendo para algún día poder ser como ellos.

Gracias también a la CNEA y al IB por permitirme estudiar esta carrera, en especial a todos los profesores que han sabido guiar mi aprendizaje durante estos 3 largos años. Y no quisiera olvidarme del acompañamiento diario de mis compañeros y amigos del IB: gracias por las vivencias compartidas, que se transformarán en buenos recuerdos. Gracias a Nico, Jonás y Jony, por todas las alegrías, las risas y los informes compartidos.

Agradezco también a mi familia, en especial a mis papás Susana y Roberto, a mis hermanos Nico y Julio, y a mis abuelos Isabel, Ana, Ricardo y Hellmut, por su cariño y por apoyarme incondicionalmente en el camino que decidí emprender. Alguna vez me dijeron que si me esforzaba iba a llegar lejos; y gracias a su motivación acá estoy, a 2500km de mi hogar. En particular, un agradecimiento a Guille, mi hermano de la vida, quien supo motivarme y acompañarme a la distancia cuando la meta todavía se veía lejos.

A mis compañeros del Liceo Naval “Almirante Storni”, en especial a Male, Brian, Hugo y Nino, gracias por estos 10 años de hermandad y por ayudarme a comprender que la vida se vive mejor con amigos. A los profesores y oficiales de dicha institución, en particular a Sonia, Carlos, Nora, Patricia, Ingrid, Fede y Martín, por sembrar esa primera semilla de curiosidad por las ciencias exactas, y que hoy está dando frutos.

Un agradecimiento muy particular a los profesores de la Facultad de Ingeniería de Oberá, quienes establecieron mis bases académicas y me dieron las herramientas necesarias para poder ingresar al Balseiro.

Por último, y no menos importante, quisiera agradecer a esas personas que marcaron mi estadía en Bariloche: a Sonia, por las alegrías compartidas y por convertirse en mi segunda madre; a Santiago, Mariano, Cristian, Thomas y Ernesto, por los consejos y el aguante cuando todo parecía imposible; y a la PM550, por ayudarme a crecer como persona.

Finalmente, muchas gracias a todos aquellos que, con su granito de arena, han permitido y contribuido a que este viaje, que ha llegado a su fin, sea único e inolvidable.